



Déformation intersismique le long de la faille de Haiyuan, Chine : variations spatio-temporelles contraintes par interférométrie SAR

Romain Jolivet

► To cite this version:

Romain Jolivet. Déformation intersismique le long de la faille de Haiyuan, Chine : variations spatio-temporelles contraintes par interférométrie SAR. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU036 . tel-00649146

HAL Id: tel-00649146

<https://theses.hal.science/tel-00649146>

Submitted on 7 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Géosciences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Romain Jolivet

Thèse dirigée par **Andrea Walpersdorf**
et codirigée par **Cécile Lasserre**

préparée au sein **Institut des Sciences de la Terre**
et de **Terre Univers Environnement**

Déformation intersismique le long de la faille de Haiyuan, Chine

Variations spatio-temporelles contraintes par
interférométrie SAR

Le 18 novembre 2011 ,
devant le jury composé de :

Dr. Bénédicte Fruneau

Maitre de Conférences, LGGI, Université de Marne-la-Vallée, Rapporteur

Pr. Mark Simons

Professeur, Seismological Laboratory, California Institute of Technology,
Rapporteur

Pr. Michel Campillo

Professeur, ISTerre, Université Joseph Fourier, Examineur

Pr. Rodolphe Cattin

Professeur, Géosciences Montpellier, Université Montpellier 2, Examineur

Dr. Jean-Mathieu Nocquet

Chargé de Recherche CNRS, Géosciences Azur, Université de Nice,
Examineur

Dr. Andrea Walpersdorf

Physicienne, ISTerre, Université Joseph Fourier, Directrice de thèse

Dr. Cécile Lasserre

Chargée de recherche CNRS, ISTerre, Université Joseph Fourier, Co-Directrice
de thèse



It's nobody's fault but mine...

Traditional Blues

Played by Blind Willie Johnson, Nina Simone, Led Zeppelin...

à mon grand-père, Raymond...

Remerciements

Jules Romain a écrit *Le vrai patron est quelqu'un qui se mêle passionnément de votre travail, qui le fait avec, par vous*, et bien, là, coup de chance pour moi, je suis tombé sur une vraie directrice de thèse. Merci Cécile pour ton investissement dans mon travail, pour tes idées et ton aide précieuse (et aussi pour les petits restos sympa en congrès). Par ailleurs, je tiens aussi à remercier très fort Marie-Pierre Doin qui, même si, avec modestie, vous affirmera n'avoir rien fait, a été un pilier essentiel dans l'élaboration de ces travaux et sans qui je n'aurai probablement pas fait grand chose. Merci à toute les deux, c'est drôlement chouette de bosser avec vous. Enfin, je remercie Andrea, pour avoir toujours été présente et m'avoir si souvent proposé des tours en hélicoptère pour aller faire du ski...

Au moment où j'écris ces lignes, je ne peux que remercier le jury de m'avoir autorisé à soutenir. Cela dit, je vous remercie d'avance d'avoir fait le déplacement pour prendre part à la présentation de mes travaux. Je souhaite que nous restions en contact pour de futurs projets.

Aussi, Jean Yann a dit un jour *C'est dur d'être pape. Il a pas de collègue. Il a personne avec qui causer boulot*. Moi, je ne suis pas le pape, et j'ai plein de collègues et collaborateurs avec qui j'ai pu discuter, interagir, écrire, calculer, modéliser... Donc merci à Gilles Peltzer, Erwan Pathier, Raphael Grandin, Francois Renard, Thibault Candela, Yann Klingger, Olivier Cavalié. J'espère qu'on va continuer à faire de la science ensemble. Tiens, je vais en profiter pour remercier tous ceux avec qui j'ai pu échanger pendant mon séjour au laboratoire : Fabrice Cotton, Michel Bouchon, Michel Campillo, Jean-Pierre Gratier, Christophe Voisin, Nathalie Cotte... Tiens d'ailleurs, je vais adresser un salut spécial à Rodolphe Cattin et Roland Bürgmann qui ont respectivement encadrés mes premier et second stages de recherche en laboratoire et m'ont initié aux joies de la sismo-tectonique et de la géodésie.

Dans les années 30, Henri Garat chantait avec fougue *Avoir un bon copain, c'est bien plus chouette qu'une blonde*, et il avait presque raison, surtout que je préfère les rousses. Autour de moi ou autour d'un verre j'ai toujours pu compter sur mes amis de Grenoble, Arthur (*Sec ! Sec ! Sec ! Aaaaaahhhhh ! Sec ! Bordel !*), Clement (*Mais c'est bon, je te tiens presque sec...*), Aurelie "vertigo", Dimitri (*Réveille toi mec, on est dans le bar...*), Manu (Je préfère ta moustache italo-disco à la barbe de Moustaki), Thomas (*Cours ! Cours ! tu décolleras jamais si tu bouges pas ton **** !*). Merci d'avoir été là, plus souvent au Hasard qu'ailleurs... Dans un coin de ma tête et toujours partant pour les semaines au ski, je citerai aussi ici les plus illustres des Parisiens rencontrés pendant mes études, lorsque j'étais jeune et insouciant. Merci Rafa, mon Rafa (et j'ai pas des mollets si petits que ça), Yohan (*si le lapin passe, ça passe....*), JD (*Ours blanc ! ! !*), Jeremie (Je viendrai pas te chercher au dessus de la barre la prochaine fois), Sarah (*Allez un p'tit dernier...*), Laura (une yourte en mongolie, du Paijo, des copains et au dodo), Oskar (j'ai compris le style fluide agressif, je crois), Francois (ma boîte à rythme préférée), Basile (mets toi au surf !), Manu (*Mec ! Mec ! Mais c'est génial ! ! ! !*), Branlute (et ses casquettes), Arnaud (t'as du courage de commencer une thèse)...

D'ailleurs, vous aurez probablement compris que j'ai quitté ma région natale pour aller

explorer un territoire nouveau et parfois hostile. Ils se trouve que j'ai rencontré à Grenoble de nombreuses personnes sans qui la thèse, ça aurait été sûrement moins chouette. Donc dans un désordre complet, je tiens à adresser mes plus sincères remerciements à tous ces amis du laboratoire : Bastien (*Peut être qu'on est au sommet, mais la, comme on voit rien...*), Bérénice (See ya in America !), Mathilde (la plus productive de nous tous), Dimitri (courage mec, bientôt la fin), Soumaya (Alors ? Paris ?) et tous les autres : Matthieu, Aurore, Guénolé, Guillaume, Zahra, Cathee, Diane, Thomass... Pour en finir avec le boulot, j'adresse un fraternel salut à tous ceux que j'ai pu croiser durant ces 3 ans et parmi qui je compte dorénavant de nombreux amis : Sylvain, Marion, Krystel, Yohan, Garreth, Sjioni, Simon, Gabriel...

Confucius, grand philosophe chinois pour certain, concept philosophique pour d'autres, à dit *Quand père et fils sont d'accord, la famille prospère*. Ici, père et fils ne s'accorderont probablement pas toujours scientifiquement parlant, mais est-ce bien grave, au vu de tout ce que ma famille m'a apporté. Merci aux parents Jolivet, qui ont engendré cette "Hobbit Family" et qui m'ont transmis ce goût pour la recherche et cette envie de découvrir ce que je ne connais pas. Merci à ma soeur Louise et à mon frangin Clement pour tous nos éclats de rire passés et à venir. Enfin, j'embrasse chaleureusement mes grand-parents pour tous ce qu'ils ont su nous transmettre (de l'amour, de l'orthographe, comment réussir un couscous ou un clafoutis aux cerises, comment faire un noeud de cuillère pour taquiner perches et truites, comment mettre à l'eau une barque à l'assaut des véloces maquereaux et lourds crabes, comment conduire une Fiat Panda dans un champ boueux à 15 ans et comment faire exploser un canon artisanal à base de désherbant et de maïs à 12 ans...).

Pour clore ce chapitre mélodrame et nostalgie, je ne m'étendrai pas plus et je te glisserai doucement à l'oreille, merci Elsa.

Résumé

Le système de failles de Haiyuan qui borde le plateau du Tibet au Nord-Est est un système majeur sénestre. Au cours du dernier siècle, deux grands séismes ($M \sim 8$) ont rompu ce système de failles : le séisme de Haiyuan en 1920 et le séisme de Gulang en 1927. A l'aide d'interférométrie radar à synthèse d'ouverture, nous analysons les variations spatiales et temporelles de la déformation intersismique au travers de la faille de Haiyuan, dans une zone étendue ($150 \times 150 \text{ km}^2$) qui couvre l'extrémité Ouest de la rupture de 1920 et la lacune sismique de "Tianzhu".

Avec une approche dite en "Small Baseline", nous traitons cinq séries temporelles d'images SAR, acquises par le satellite Envisat le long de tracks descendantes et ascendantes pendant la période allant de 2003 à 2009. Les cartes de vitesse moyenne de déformation dans la ligne de visée du satellite ainsi obtenues sont cohérentes avec un mouvement sénestre au travers de la faille et montrent des variations latérales du gradient de vitesse dans la zone de faille. Nous inversons ces cartes de vitesse moyenne en LOS pour obtenir le taux de chargement à court terme en profondeur et la distribution du glissement dans la partie sismogène le long du plan de faille. Le taux de chargement en profondeur est d'environ 5 mm.an^{-1} . Les sections de faille ayant rompu en 1920 et une grande partie de la lacune sismique de "Tianzhu" sont bloquées en surface. Entre ces deux sections, un segment de 35 km de long, qui montre une forte activité micro-sismique, glisse de manière asismique avec un taux de glissement horizontal qui atteint presque 5 mm.an^{-1} .

Cependant, le taux de glissement asismique le long de la partie sismogène varie le long du plan de faille et atteint localement des taux supérieurs au chargement tectonique, suggérant des variations temporelles du glissement asismique. La comparaison de profils moyens de vitesse parallèle à la faille issus de données InSAR sur les périodes 1993-1998 (données ERS) et 2003-2009 suggèrent une migration vers la surface du glissement asismique sur une période de 20 ans. Une analyse en séries temporelles des données Envisat, en appliquant un lissage temporel, montrent une accélération du taux de glissement asismique pendant l'année 2007. Cette accélération est précédée et a probablement été déclenchée par un séisme de magnitude 4.7 au sein même du glissement asismique.

Enfin, nous étudions la relation entre l'évolution spatio-temporelle du glissement asismique en surface et la rugosité de la trace de la faille à l'aide d'une analyse multi-échelle. Nous montrons que les propriétés élastiques de la croûte cassante contrôlent la rugosité de la faille, qui exerce à son tour un contrôle sur la distribution de glissement asismique en surface. Le glissement asismique est fait de spasmes qui interagissent les uns avec les autres en suivant une loi d'échelle similaire à la loi de Gutenberg-Richter pour les séismes.

Abstract

The Haiyuan fault system is a major left-lateral fault system bounding the Tibetan plateau to the north-east. Two $M \sim 8$ earthquakes ruptured that fault system in the past hundred years: the 1920, Haiyuan earthquake and the 1927, Gulang earthquake. Here, we use Synthetic Aperture Radar interferometry to explore the spatial and temporal variations of the interseismic deformation across the Haiyuan fault, over a broad ($150 \times 150 \text{ km}^2$) area covering the 1920 rupture zone and the millennial “Tianzhu” seismic gap.

Using a small baseline approach, we process five SAR images time series acquired by the Envisat satellite along descending and ascending orbits, spanning the 2003–2009 period. The resulting mean Line-Of-Sight velocity maps are, in overall, consistent with left-lateral motion across the fault and reveal lateral variations of the velocity gradient in the near fault zone. We invert these mean LOS velocity maps for the short-term loading rate on the fault plane at depth and for the shallow slip distribution along the seismogenic part of the fault. The short-term loading rate is about 5 mm.yr^{-1} . The shallow sections of the fault, that ruptured in 1920 and the most part of the Tianzhu seismic gap are currently locked. In between, a 35 km-long section, that experiences a strong micro-seismic activity, is creeping at a mean horizontal rate of almost 5 mm.yr^{-1} .

However, the shallow creep rate varies along the fault strike and locally reaches values higher than the deep loading rate. This suggests temporal fluctuations of the observed aseismic slip. The comparison of InSAR-derived averaged profiles of the fault parallel velocity, spanning the 1993–1998 (ERS data) and 2003–2009 periods, suggests an upward migration of the creep over the 20 years-long observation period. A time series analysis on the Envisat dataset using a temporal smoothing reveals a creep rate increase during the year 2007. This rate increase follows and may have been triggered by a $M_{\text{f}} 4.7$ earthquake that occurred on the creeping patch.

We finally investigate the relationship between the spatio-temporal evolution of the surface creep and the roughness of the surface fault trace with a multiscale analysis. We show the control of the elastic properties of the brittle crust on the fault roughness, that in turn exerts a direct control on the surface aseismic slip distribution. The aseismic slip is made of locally interacting bursts that follow a scaling law similar to the Gutenberg-Richter law for earthquakes.

Table des matières

Introduction	1
Complexité de la période intersismique	1
La faille de Haiyuan	6
Des évolutions méthodologiques nécessaires	8
Plan du manuscrit	10
1 Interférométrie Radar, Principe et Problématiques actuelles	13
1.1 La phase interférométrique	15
1.1.1 L’interférogramme	15
1.1.2 Cohérence	17
1.1.3 Perturbations atmosphériques	18
1.2 La contribution atmosphérique	20
1.2.1 Origine du délai atmosphérique	20
1.2.2 Influence du bruit atmosphérique sur la mesure de défor- mation	22
1.2.2.1 Distribution spatiale du bruit atmosphérique . .	23
1.2.2.2 Variations temporelles du bruit atmosphérique et “stacking”	25
1.2.2.3 Pourquoi faut-il corriger l’atmosphère ?	26
1.2.3 Quelques méthodes de corrections	28
1.2.3.1 Estimation du délai	28
1.2.3.2 Prédications du délai	31
1.2.3.3 Bilan	32
1.3 Analyses en Séries Temporelles	33
1.3.1 Simuler une phase interférométrique au cours du temps . .	34
1.3.2 Méthodes d’analyse en séries temporelles	35
1.3.2.1 Approche en “Small BAseline Subsets”	35
1.3.2.2 “Persistent Scatterers”	41
1.3.3 Covariances spatiales	46
2 Des images radar brutes aux séries temporelles de déplacement : ap- proche méthodologique	49
2.1 Calcul des interférogrammes	50
2.1.1 Génération des Single Look Complex et Coregistration . .	51
2.1.1.1 Systeme d’acquisition et résolution.	51
2.1.1.2 Sélection du Doppler	52
2.1.1.3 Coregistration des SLCs	55

2.1.2	Génération des interférogrammes et déroulement	56
2.1.2.1	L'interférogramme	56
2.1.2.2	Filtrage adaptatif en range	57
2.1.2.3	Fenêtrage, filtrage spatial et déroulement	58
2.2	Résumé et Organisation de la chaine de traitement NSBAS	60
3	Correction systématique des délais troposphériques à partir du modèle météorologique ERA-I	65
3.1	Introduction	68
3.2	Atmospheric Phase Delay Modeling	69
3.3	Validation on unwrapped interferograms	72
3.4	Improving the interferometric phase unwrapping	74
3.5	Discussion	76
3.6	Conclusion	77
4	Caractérisation spatiale de l'accumulation de déformation le long de la faille de Haiyuan	81
4.1	Introduction	83
4.2	The Haiyuan fault system	85
4.3	Envisat data set and interferogram processing	86
4.4	Correction of Atmospheric phase delay and Orbital errors	88
4.4.1	Tropospheric phase delays	88
4.4.2	Correction strategy	90
4.4.3	Correction Validation	90
4.5	Time Series Analysis	91
4.5.1	Constrained Time Series	92
4.5.2	Data selection	94
4.5.3	Analysis of Mean LOS Velocity Maps	96
4.6	Fault slip-rate Modeling	98
4.6.1	Model Geometry and Parametrization	98
4.6.2	Inversion Results	100
4.7	Discussion	102
4.7.1	Model Limitations	102
4.7.2	Tectonic loading rate	103
4.7.3	Shallow creep	104
4.8	Conclusion	107
5	Variations temporelles du taux de glissement asismique le long de la lacune de Tianzhu	109
5.1	Introduction	109
5.2	Creep rate fluctuations at a decadal scale	113

5.3	Shallow creep rate fluctuations over the 2003-2009 period	114
5.3.1	Envisat InSAR time series analysis	116
5.3.2	Surface creep evolution	117
5.3.3	Principal Component analysis and creep modeling	119
5.3.3.1	Principal Component Analysis	120
5.3.3.2	Aseismic slip modeling	122
5.4	Discussion	125
5.4.1	Creep rate fluctuations	125
5.4.2	Slip budget	125
5.4.3	Micro- and Moderate seismicity	126
5.5	Conclusion	127
6	Contrôle géométrique de l'évolution spatio-temporelle du glissement asismique	129
	Slip distribution and geometry	130
	Roughness analysis	132
	Burst dynamics	135
7	Discussion :	
	Glissement asismique et cycle sismique	139
7.1	Distribution spatio-temporelle du glissement asismique le long des grands décrochements	141
7.1.1	Des observations géodésiques	141
7.1.2	Distribution spatiale du glissement asismique	147
7.1.3	Evolution temporelle	149
7.2	Lien entre glissement asismique et propriétés mécaniques des failles	151
7.2.1	Un modèle de résistance frictionnelle	151
7.2.1.1	Formulation de la loi en "Rate-and-State"	151
7.2.1.2	Domaines de stabilité	153
7.2.1.3	Applications aux failles réelles	154
7.2.2	Rugosité et variation spatiales des propriétés frictionnelles	156
7.2.3	Géologie, fluides et propriétés frictionnelles	159
7.3	Implications pour l'aléa sismique	164
7.3.1	Bilan du glissement au cours du cycle sismique	164
7.3.1.1	Bilan des moments	164
7.3.1.2	Dissiper le déficit	165
7.3.2	Glissement asismique et sismicité	167
7.3.2.1	La sismicité modifie les taux de glissement asismique	167
7.3.2.2	De stable à instable	172

Conclusions, Perspectives...	175
A Annexes au chapitre 4	183
A.1 Time Series analysis	183
A.2 Interferogram Selection	183
A.3 Data Covariance Matrix	184
A.4 Inversion quality tools.	185
A.5 Supplementary Materials	185
A.6 Exemple de traitement en séries temporelles contrainte	190
B Annexes au chapitre 5	209
B.1 Supplementary Materials	209
B.2 Série temporelle lissée et non lissée pour la track 240	212
C Annexes au chapitre 6	223
C.1 Méthodes	223
C.1.1 InSAR Data processing	223
C.1.2 Roughness Analysis	224
C.1.3 Distribution Law	224
C.2 Supplementary figures	226
Sigles et acronymes	227
Bibliographie	229

Introduction

Le mouvement relatif des plaques tectoniques, continu dans le temps, est majoritairement accommodé en surface le long de zones étroites où se concentre la déformation. Une telle localisation des déformations s'exprime, au sein de la croûte supérieure, cassante, le long de zones de failles majeures. Le cycle sismique correspond à une séquence temporelle de déformation le long d'une faille et est classiquement divisé en trois périodes de durées inégales. Durant la période intersismique, l'énergie correspondant au mouvement relatif de deux blocs de part et d'autre d'une faille bloquée s'accumule de manière élastique, réversible, à l'interface entre ces deux blocs. Cette énergie est brutalement relâchée lors de la phase cosismique durant laquelle les deux lèvres d'une faille glissent l'une sur l'autre, relaxant ainsi une grande partie des contraintes tectoniques. Il s'agit d'un séisme. Durant la phase post-sismique, la combinaison du glissement asismique le long du plan de faille, de la relaxation viscoélastique de la partie inférieure, ductile, de la croûte et du manteau dans lesquels a été transférée une partie des contraintes, des effets poro-élastiques, etc, permet de répartir les contraintes et de revenir à un état bloqué, en surface.

Les déformations en période intersismique

La période intersismique est par définition la période séparant deux ruptures majeures le long d'un plan de faille. Notre connaissance des séismes passe obligatoirement par une meilleure connaissance de cette période d'inactivité des failles actives. Un examen précis des phénomènes jalonnant la période intersismique est une étape fondamentale dans l'analyse et la compréhension du cycle sismique dans son ensemble.

Les failles majeures s'étirant sur plusieurs milliers de kilomètres, tous les segments d'une même faille ne connaissent pas la même histoire sismique et il est nécessaire de retracer l'histoire sismique de chaque segment pour comprendre le déroulement du cycle sismique. Les études paléosismologiques permettent de retracer l'histoire sismique d'une faille, à savoir les dernières ruptures majeures et le temps de récurrence des grands séismes. Par ailleurs, la géodésie et l'étude de la géomorphologie permettent de quantifier le taux d'accumulation des contraintes, à plus ou moins long terme. Ces connaissances sont nécessaires pour l'estimation de l'aléa sismique le long d'une faille.

Les mesures de déformation du sol, par GPS ¹, interférométrie radar ou autres techniques de géodésie, révèlent les champs de déformations intersismiques autour

1. Global Positioning System

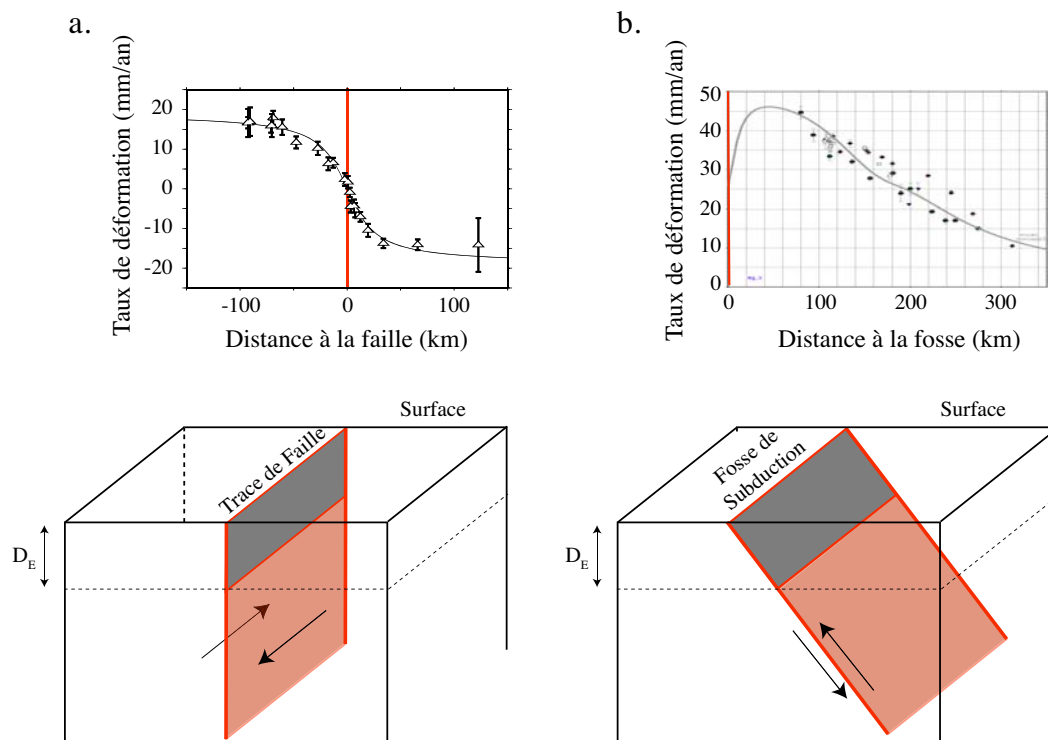


FIGURE 1 – **Modèles de déformation intersismique** - **a.** Modèle de déformation intersismique pour une faille décrochante (*Savage and Burford, 1973*). Une dislocation semi-infinie (aire rouge) est enfouie sous la croûte sismogène d'épaisseur D_E , à l'aplomb de la faille bloquée en surface (aire grisée). Un tel modèle permet d'expliquer les vitesses de déformation mesurées par GPS le long d'un profil traversant la faille de San Andreas (*Schmalzle et al., 2006*) **b.** Modèle de déformation intersismique pour une zone de subduction (Modèle dit de "Back-Slip" *Savage, 1983*). Une dislocation semi-infinie (aire rouge) est enfouie sous la croûte sismogène d'épaisseur D_E , le long du plan de subduction, bloqué en surface (aire grisée). Un tel modèle permet d'expliquer les vitesses de déformation mesurées par GPS sur la côte chilienne (*Ruegg et al., 2009*).

des failles en chargement (Fig. 1). Le type de frontière entre deux blocs en mouvement – décrochante, inverse ou normale – définit la distribution spatiale de la déformation. Par exemple, la déformation observée au travers de la faille décrochante de San Andreas dessine une forme en arc tangente, centrée sur la trace de la faille en surface. Une zone de subduction produira un soulèvement de la surface de la plaque supérieure près de la fosse. Ces champs de déformation sont classiquement modélisés par une dislocation semi-infinie, enfouie dans un demi espace élastique homogène. En ce qui concerne les failles décrochantes, par exemple, le champ de vitesse $V(x)$ en surface, fonction de la distance à la trace de la faille x s'écrit,

$$V(x) = \frac{S}{\pi} \operatorname{atan}\left(\frac{x}{D_E}\right), \quad (1)$$

où, S est la vitesse le long de la dislocation en profondeur, et D_E la profondeur du sommet de cette dislocation (*Savage and Burford, 1973*). Ce type de modèle, très simple mais qui nécessite des mesures géodésiques présentant une bonne couverture spatiale, permet de décrire la quantité de déformation accommodée au travers d'une faille. Connaissant la profondeur de blocage D_E et la vitesse S pour un plan de faille d'une surface donnée, il est ainsi possible de déterminer le déficit de glissement le long d'un segment en fonction du temps de chargement (i.e. combien ce segment bloqué devra-t-il glisser pour rattraper le glissement profond constant ?). Une telle connaissance, associée aux informations sismologiques, paléo-sismologiques et géologiques, permet alors, outre l'établissement d'une cinématique à grande échelle, de définir l'aléa sismique le long de ce segment au premier ordre. Autrement dit, à partir d'une bonne connaissance de l'histoire sismique de la faille et de sa cinématique actuelle, il est possible de connaître la magnitude approximative du futur séisme majeur.

Cependant, ces modèles, simples et de premier ordre, ne prennent en compte ni les variations spatiales ni les fluctuations temporelles observées dans les champs de déplacement intersismiques. Les caractéristiques de ces champs de déformation peuvent varier spatialement le long de la zone de faille et au travers de la faille. Par exemple, les études portant sur le chargement intersismique le long des zones de subduction montrent une variabilité spatiale du chargement, interprétée comme étant une variabilité du couplage (e.g. *Chlieh et al., 2008*). Par ailleurs, le champ de déformation au travers d'une faille décrochante peut différer de la forme en arctangente traduisant ainsi une variabilité des propriétés mécaniques au travers de la faille, avec des zones de failles moins rigides (e.g. *Chen and Freymueller, 2002; Jolivet et al., 2009*), une asymétrie rhéologique (e.g. *Le Pichon et al., 2005; Jolivet et al., 2008*) ou des effets géométriques (e.g. *Schmalzle et al., 2006*). Une telle complexité spatiale du chargement intersismique doit être prise en compte dans la description du cycle sismique.

De même, l'amélioration constante du nombre et de la précision des mesures

géodésiques des déformations du sol (GPS continu, notamment) ont mis en évidence une complexité temporelle du comportement des failles en période intersismique. Déjà identifié pour son rôle dans les déformations post-sismiques, ou comme étant un phénomène mineur de surface, l'observation le long des zones de subduction de glissement asismique, lent et récurrent, à des profondeurs sismogéniques, a notamment conduit à une remise en cause des modèles classiques de cycle sismique (e.g. *Dragert et al.*, 2001; *Ozawa et al.*, 2002). Toute une nouvelle zoologie des glissements et événements asismiques le long des plans de subduction a été établie et leur importance au cours du cycle sismique a été démontrée (*Peng and Gomberg*, 2010). D'autres observations des fluctuations temporelles du chargement intersismique ont été faites dans d'autres contextes tectoniques, sur tous les types de failles – décrochantes (e.g. *Steinbrugge et al.*, 1960), inverses (e.g. *Yu and Kuo*, 2001) et normales (e.g. *Dobre and Peltzer*, 2007).

La prise en compte de telles variations spatiales et temporelles de “l'accumulation” des déformations en période intersismique peut permettre d'améliorer les modèles décrivant le cycle sismique (*Hetland and Hager*, 2006). Par exemple, le long des plans de subduction, l'introduction dans les modèles d'une variabilité spatiale, avec la présence d'aspérités, couplées en période intersismique, et de barrières, non couplées en période intersismique, montre que celles-ci jouent un rôle majeur dans l'initiation et l'ampleur des ruptures sismiques majeures (*Kaneko et al.*, 2010). Plus généralement, les variations des propriétés mécaniques (frictionnelles, rhéologiques), géométriques et de l'état de contrainte local et régional, sont autant d'influences sur le comportement sismogénique des failles. Leur observation, modélisation et analyse sont nécessaires pour une compréhension globale du cycle sismique.

Plusieurs grands systèmes de failles continentales décrochantes traversent des zones densément peuplées et les séismes le long de ces failles sont à l'origine de catastrophes majeures. La compréhension du fonctionnement de ces systèmes est donc d'une importance cruciale pour de nombreux pays, notamment les Etats Unis d'Amérique (système de failles de San Andreas), la Turquie (faille Nord Anato-lienne), la Chine (failles du plateau tibétain), la Nouvelle-Zélande (grande faille alpine)... Dans les années 60, du glissement asismique a été mis en évidence en surface le long de la faille de San Andreas, Californie. Par la suite, l'installation de réseaux pour des mesures en continu et le nombre de travaux croissant sur ce réseau de failles, le plus étudié au monde, ont révélé la présence de glissement asismique en période intersismique dans la zone sismogénique le long de multiples segments de faille, suggérant qu'il ne s'agit pas d'un phénomène anodin mais d'un mécanisme important, jouant un rôle déterminant dans le déroulement du cycle sismique. Les failles décrochantes sont un excellent laboratoire pour observer, modéliser et comprendre le comportement en période intersismique de plusieurs sections d'une même faille. Au cours de ce travail de thèse, je me suis intéressé à l'obser-

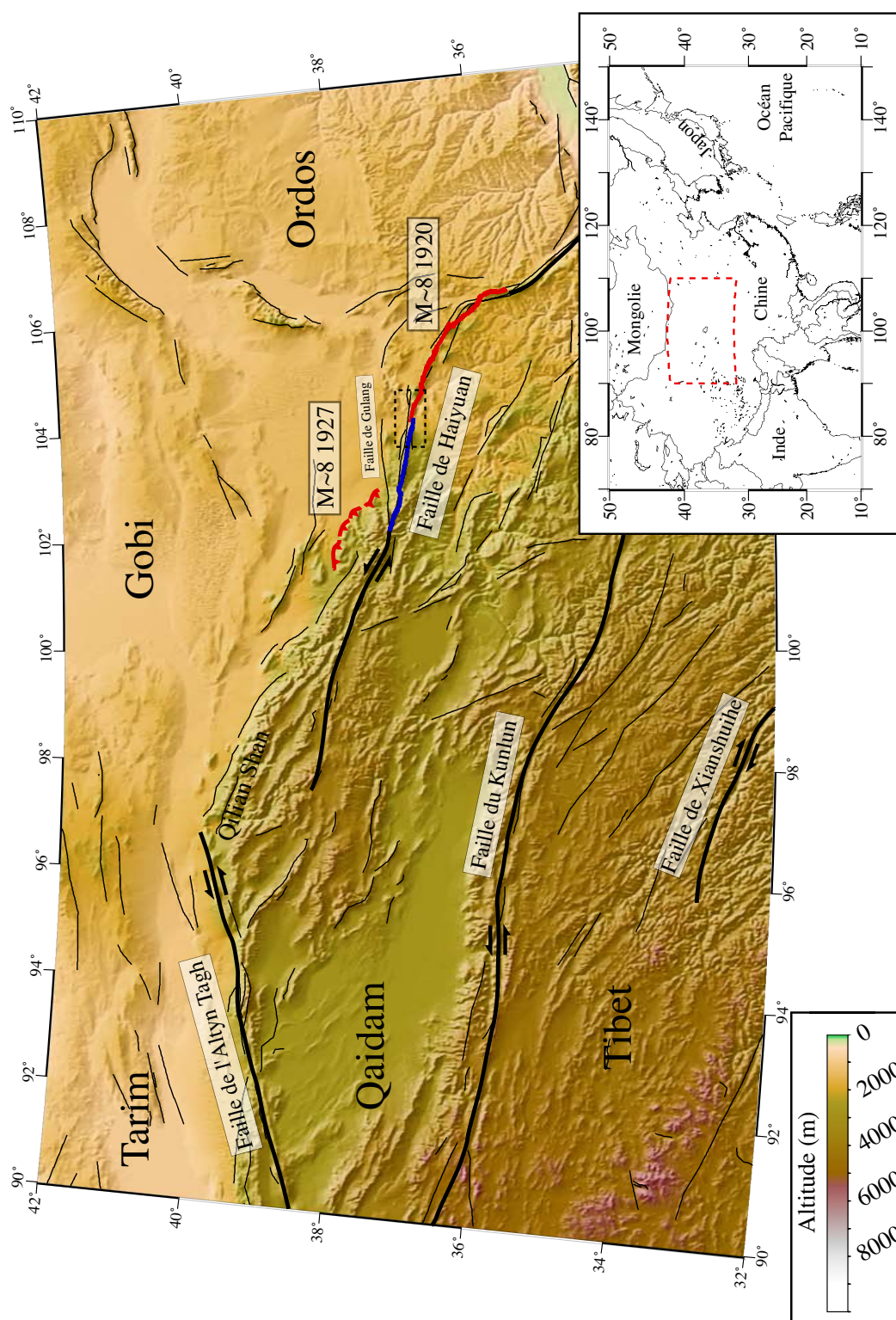


FIGURE 2 – **Carte du Nord-Est du plateau tibétain** - Carte topographique et tectonique couvrant le Nord-Est du plateau tibétain (localisation sur encart en bas à droite). Les lignes noires indiquent les principales failles actives. La ligne bleue indique la lacune sismique de Tianzhu le long de la faille de Haiyuan. Les lignes rouges indiquent les traces des ruptures de 1920 sur la faille de Haiyuan et 1927 sur des chevauchements situés au nord de la faille de Haiyuan. La topographie provient du Modèle Numérique de Terrain SRTM. La petite zone encadrée correspond à la zone couverte par la figure 3.

vation et à la caractérisation de la déformation en période intersismique le long de la faille de Haiyuan, en Chine, et particulièrement dans une zone où du glissement asismique avait été suspecté auparavant.

La faille de Haiyuan

Le plateau tibétain, le plus étendu et le plus haut plateau du monde, est, avec la chaîne himalayenne et la chaîne du Tian Shan, une des conséquences les plus spectaculaires de la collision Inde-Asie, initiée il y a environ 50 Ma. La controverse à propos du mécanisme de formation de ce plateau, d'une altitude moyenne de ~5000 m est toujours vive : d'un côté, les tenants d'un raccourcissement et d'un épaissement crustal, associés à une extrusion de blocs vers l'est, accommodés principalement le long des grandes failles chevauchantes et décrochantes qui traversent le plateau (e.g. *Meyer et al.*, 1998; *Tapponnier et al.*, 2001) ; de l'autre les partisans d'une déformation globalement distribuée, minimisant le rôle des failles dans la construction d'un haut plateau soutenu par un fort flux de croûte inférieure totalement découplée de la croûte supérieure (e.g. *Royden et al.*, 1997). Les failles traversant le plateau tibétain sont des structures majeures, marquées dans le paysage, et à l'origine de nombreux séismes de forte magnitude. Le séisme majeur le plus récent est le séisme du Wenchuan, M_w 7.9, en 2008, qui a rompu un chevauchement situé dans le système de failles des Long Men Shan, avec des conséquences dramatiques pour les populations locales. Par ailleurs, un tremblement de terre de plus faible magnitude, M_w 6.9, survenu à Yushu en 2010, a rompu un segment de la faille de Xian Shui He, et, a tout de même engendré une catastrophe majeure pour des populations non préparées à ce type d'événement. Ces deux événements, ayant coûté la vie à de nombreuses personnes, soulignent l'importance d'une bonne estimation de l'aléa sismique sur le plateau du Tibet.

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons à la déformation actuelle autour de la faille de Haiyuan, qui avec les failles du Kunlun et de l'Altyn Tagh, découpe la bordure Nord-Est du plateau. Cette faille décrochante sénestre parcourant plus de 1000 km marque la limite entre le plateau du Tibet et la plateforme de Gobi (Fig. 2; *Tapponnier and Molnar*, 1977). Au cours du siècle dernier, deux séismes majeurs ($M \sim 8$) ont rompu le long du système de faille de Haiyuan (*Gaudemer et al.*, 1995) : le séisme de Haiyuan, en 1920, a rompu un segment de 240 km de long avec un mécanisme au foyer décrochant ; le séisme de Gulang, en 1927, a rompu une série de chevauchements situés au nord de la faille de Haiyuan, avec un mécanisme au foyer en faille inverse. La section de la faille de Haiyuan allant depuis la terminaison ouest de la rupture de 1920, à l'ouest du fleuve jaune, jusqu'à la jonction avec la faille de Gulang, puis poursuivant dans les Qilian Shan est identifiée par *Gaudemer et al.* (1995) comme étant une lacune sismique, la lacune de Tianzhu,

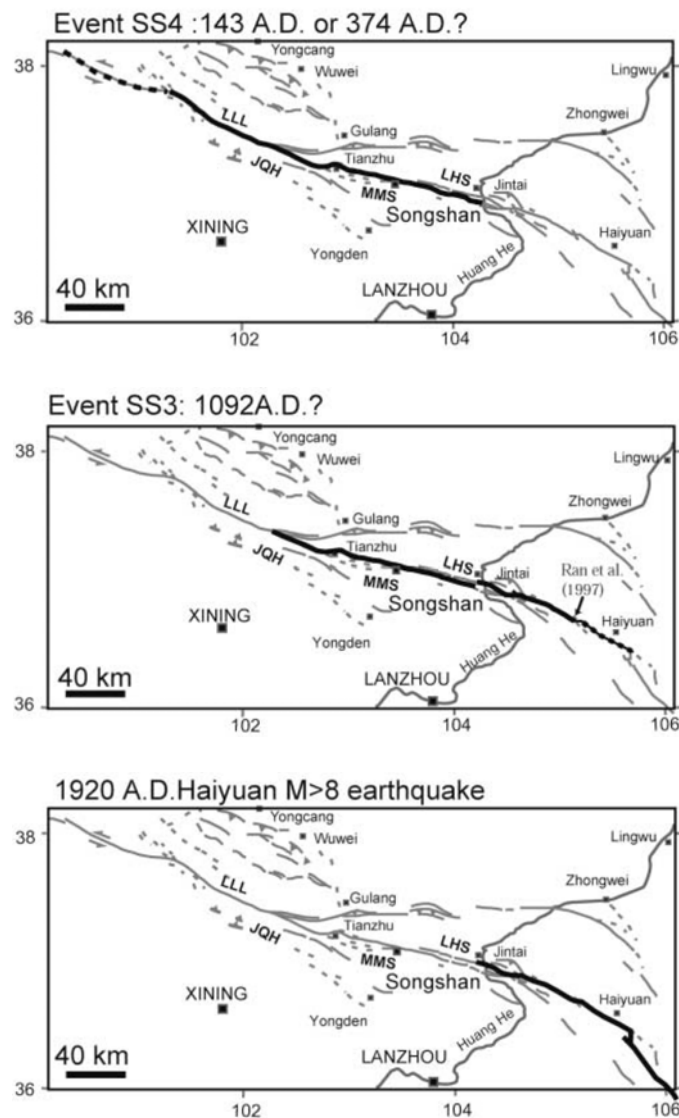


FIGURE 3 – **Histoire des séismes majeurs passés** - Reconstitution de l'extension latérale des séismes majeurs identifiés le long de la faille de Haiyuan. Le bassin de Jingtai, relai extensif entre la trace de rupture de 1920 et la lacune sismique de Tianzhu, est le lieu d'arrêt ou de nucléation de deux des trois derniers séismes majeurs. Crédits : *Liu-Zeng et al. (2007)*

dont la dernière rupture remonte sans doute à 1092 AD (Fig. 3; *Liu-Zeng et al.*, 2007). La récurrence des tremblements de terre le long de cette lacune est estimée à environ 1000 ans, suggérant ainsi que la quantité de déformation accumulée sur cette lacune est forte. Par ailleurs, *Cavalié et al.* (2008) ont suggéré la présence de glissement asismique au niveau de la jonction entre la rupture de 1920 et la lacune de Tianzhu à partir d'une étude par interférométrie radar, sans pour autant décrire son extension spatiale et son influence éventuelle sur l'aléa sismique le long de la lacune.

Le système de faille de Haiyuan, peu étudié en comparaison avec le système de failles de San Andreas ou la faille Nord Anatolienne, est donc un bon cas d'école pour étudier les variations spatio-temporelles de la déformation intersismique et leurs implications sur le cycle sismique. Mon étude porte sur l'observation et l'analyse de la déformation actuelle sur une zone couvrant la section orientale de la lacune de Tianzhu et la section occidentale de la rupture de 1920 en s'intéressant particulièrement à sa complexité spatiale et temporelle. Quel est le taux de chargement en profondeur pour la période actuelle ? Observe-t-on des variations latérales du champ de déplacement dans la zone de faille entre la rupture de 1920 et la lacune de Tianzhu ? Confirme-t-on la présence de glissement asismique à cette jonction et si oui, qu'en est-il de son extension spatiale, de son comportement temporel et de son contrôle ?

Des évolutions techniques et méthodologiques nécessaires

L'interférométrie par Radar à synthèse d'ouverture (InSAR) est une technique de géodésie spatiale, permettant de mesurer les déplacements du sol par satellite, avec une large couverture spatiale ($\sim 100 \times 200$ km²) et une précision sub-centimétrique. Cette technique nécessite des acquisitions répétées d'images par un Radar embarqué par satellite, ou avion, sur une même zone (Fig. 4). L'acquisition de deux images SAR au cours de deux passages d'un satellite et leur traitement permet de cartographier et de quantifier les déplacements du sol entre ces deux acquisitions, s'ils existent. Dans le cas où de longues séries temporelles d'image radar ont été acquises, on peut caractériser l'évolution spatio-temporelle des déplacements. Pour l'étude de la faille de Haiyuan, nous avons ainsi bénéficié du cadre du projet Dragon², organisé en coopération entre l'ESA³, et le NRSCC⁴, afin d'obtenir la meilleure couverture temporelle permise par le satellite Envisat sur le Tibet sur la période 2003-2009.

2. projets ID 2509 et 5305, <http://dragon2.esa.int/projects?sr=5305&dw=ep>

3. European Space Agency

4. National Remote Sensing Center of China

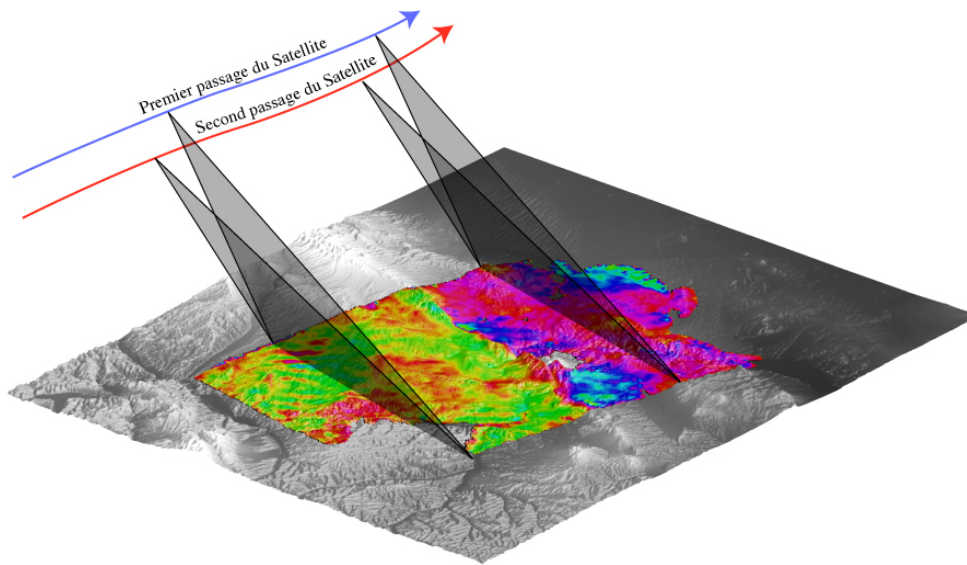


FIGURE 4 – **Représentation graphique d’une acquisition SAR** - Un satellite effectue deux passages au dessus d’une même zone et acquiert deux images SAR. A partir de ces deux images, il est possible de calculer un interférogramme qui contient le signal de déformation du sol.

Cependant, comme nous le décrirons dans ce manuscrit, la déformation n’est pas le seul signal mesuré par la technique InSAR. Le satellite émet une onde radio qui traverse l’atmosphère et se réfléchit sur le sol. Une partie de ce signal revient vers le satellite et permet d’obtenir une image. Pendant la traversée de l’atmosphère, le trajet de l’onde est influencé par l’état de l’atmosphère et les fluctuations de la quantité de vapeur d’eau, de la température et de la pression vont introduire un fort bruit dans nos mesures, bien supérieur au signal tectonique recherché. Avant un traitement approprié, le signal mesuré est notamment un mélange du signal provenant de la déformation du sol, minoritaire, et de celui provenant des variations d’état de l’atmosphère, prépondérant.

Or, l’étude de la période intersismique d’une faille présentant un taux de glissement inférieur au millimètre par an, telle la faille de Haiyuan, nécessite une grande précision et par conséquent un traitement poussé des différents bruits pouvant masquer le signal de déformation. Une partie de mes travaux a donc consisté, à partir des nombreuses données InSAR disponibles, en une amélioration des traitements interférométriques, notamment des méthodes d’estimation et de correction des effets atmosphériques et des méthodes d’analyse en séries temporelles, afin d’extraire le plus finement possible le signal de déformation. Cette thèse a été réalisée en parallèle de la mise en place d’une plateforme ouverte de traitement d’images InSAR

apportant plusieurs améliorations assurant une meilleure cohérence spatiale, une plus grande précision et une meilleure estimation des bruits atmosphériques. Cette chaîne, appelée NSBAS⁵, a été développée⁶ en collaboration avec l'Ecole Normale Supérieure sous la supervision de Marie-Pierre Doin et Cécile Lasserre et a été complétée par les travaux présentés dans ce manuscrit.

Plan du manuscrit

Cette thèse est divisée en deux parties, regroupant sept chapitres. La première partie, constituée des trois premiers chapitres, est dédiée à l'interférométrie radar par satellite. Dans le premier chapitre, je présenterai le principe de base de l'interférométrie en mettant l'accent sur les deux principaux défis méthodologiques actuels que sont l'estimation et la correction des effets atmosphériques affectant les mesures InSAR et l'analyse en séries temporelles, permettant de décrire précisément l'évolution spatio-temporelle de la déformation du sol. Dans le second chapitre, je décrirai plus en détails les différentes étapes du traitement des données InSAR, en particulier les méthodes spécifiques à la chaîne NSBAS, appliquées ou développées au cours de cette thèse. Dans le troisième chapitre, je présenterai une méthode originale d'estimation et de correction du bruit atmosphérique. Ce chapitre a été publié dans *Geophysical Research Letters* en 2011.

La seconde partie (chapitres 4 à 7) concerne l'étude des déformations intersismiques associées à la faille de Haiyuan. Dans le quatrième chapitre, je présenterai l'exploration des variations spatiales de l'accumulation de déformation intersismique sur la faille de Haiyuan entre 2003 et 2009. Je décrirai particulièrement l'extension spatiale d'une zone en glissement asismique mise en évidence. Ce chapitre a été soumis à *Journal of Geophysical Research*. Dans le cinquième chapitre, je présenterai une analyse des variations temporelles du taux de glissement asismique qui révèle une accélération au cours de l'année 2007. Ce chapitre devrait être soumis à *Geophysical Journal International* avant la soutenance de cette thèse. Dans le sixième chapitre, je relierai la distribution spatio-temporelle en surface du glissement asismique à la géométrie de la faille et plus généralement à sa rugosité à toutes les échelles. Ce chapitre devrait être soumis à *Nature Geoscience* avant la soutenance de cette thèse.

Dans le septième et dernier chapitre, je reprendrai et développerai les éléments de discussion apportés dans les chapitres 4, 5 et 6 pour replacer cette étude des déformations en période intersismique le long de la faille de Haiyuan dans le cadre plus général de l'étude du cycle sismique, en me basant essentiellement sur des

5. New Small BASeline, ENS

6. ANR Extraction et Fusion d'Informations pour la mesure de Déplacements par Imagerie Radar, <http://www.efidir.fr/>

éléments de comparaison avec la faille de San Andreas, en Californie.

Interférométrie Radar, Principe et Problématiques actuelles

Sommaire

1.1	La phase interférométrique	15
1.1.1	L'interférogramme	15
1.1.2	Cohérence	17
1.1.3	Perturbations atmosphériques	18
1.2	La contribution atmosphérique	20
1.2.1	Origine du délai atmosphérique	20
1.2.2	Influence du bruit atmosphérique sur la mesure de déformation	22
1.2.2.1	Distribution spatiale du bruit atmosphérique	23
1.2.2.2	Variations temporelles du bruit atmosphérique et "stacking"	25
1.2.2.3	Pourquoi faut-il corriger l'atmosphère ?	26
1.2.3	Quelques méthodes de corrections	28
1.2.3.1	Estimation du délai	28
1.2.3.2	Prédictions du délai	31
1.2.3.3	Bilan	32
1.3	Analyses en Séries Temporelles	33
1.3.1	Simuler une phase interférométrique au cours du temps	34
1.3.2	Méthodes d'analyse en séries temporelles	35
1.3.2.1	Approche en "Small BAseline Subsets"	35
1.3.2.2	"Persistent Scatterers"	41
1.3.3	Covariances spatiales	46

L'interférométrie par radar à synthèse d'ouverture (InSAR) est une technique de géodésie satellitaire récente, permettant, de mesurer les déformations du sol ou la topographie relative d'une région, notamment dans les zones difficiles d'accès. Les mesures InSAR de déformation sont par la suite analysées et modélisées selon leur origine, anthropique, hydrologique ou volcano-tectonique, par exemple.

14 Chapitre 1. Interférométrie Radar, Principe et Problématiques actuelles

Un des plus brillants exemples d'application de l'InSAR à la mesure de la topographie est la construction d'un Modèle Numérique de Terrain mondial (Shuttle Radar Topography Mission, NASA ⁷, *Farr and Kobrick, 2000*), par traitements d'acquisitions SAR simultanées avec deux angles de visée différents. Le MNT ainsi obtenu est une estimation de l'altitude en chaque point du globe, avec une précision métrique et une résolution spatiale de 30 m sur le territoire des Etats-Unis d'Amérique et 90 m sur le reste du globe. Cette mission a été classée parmi les plus réussies au sein de la NASA.

Un des premiers exemples spectaculaires de mesures InSAR de déformations d'origine tectonique est celui du séisme de Landers, Californie. *Massonnet et al. (1993)* ont produit une carte des déplacements de la surface associées à la rupture sismique, à partir de deux acquisitions du satellite ERS-1 acquises avant et après le séisme. Ces travaux ont ainsi mis en lumière l'apport principal de l'InSAR par rapport aux autres techniques géodésiques (e.g. Global Positioning System, Electronic Distance Meter) : son excellente résolution et sa grande couverture spatiale permettant de quantifier la variabilité spatiale de nombreux phénomènes. Depuis, les nombreuses mesures des déformations de surface associées aux séismes ont permis une meilleure connaissance de la distribution des glissements co-sismiques le long des plans de failles (e.g. *Jönsson et al., 2002; Funning et al., 2007; Shen et al., 2009*). Avec l'augmentation du nombre de données et de la précision des mesures, on peut dorénavant quantifier l'importance et la variabilité latérale des glissements asismiques en période intersismique (e.g. *Bürgmann et al., 1998; Çakir et al., 2005; Doubre and Peltzer, 2007; Cavalie et al., 2008*). La surveillance des phénomènes de subsidence, anthropiques ou naturelles, est renforcée, par exemple en zones urbaines (e.g. *Schmidt and Bürgmann, 2003; Lopez-Quiroz et al., 2009*). L'analyse de la variabilité spatiale et temporelle des déformations d'origine volcanique permet une description fine des mouvements de magma pendant un événement (e.g. *Fukushima et al., 2005; Wright et al., 2006; Grandin et al., 2010*).

Une limitation de l'interférométrie radar est l'échantillonnage temporel, contraint par le temps de retour sur zone du satellite. Etant d'en moyenne 1 mois pour les satellites les plus communément utilisés dans la communauté des géophysiciens (e.g. ERS-1/2 et Envisat de l'ESA ⁸), cette technique ne permet pas un suivi temporel fin d'un phénomène rapide. Les temps de retour ont et auront tendance à diminuer avec l'envoi de nouvelles générations de satellites en orbite (par exemple, ~6 jours pour la constellation Sentinel-1 et 2, ESA).

L'outil InSAR est parfaitement adapté à la mesure de déformations localisées et de grande amplitude, comme par exemple celles observées durant les phases cosismiques ou post-sismiques précoces (i.e. métriques à centimétriques). Comme

7. National Space and Aeronautics Administrations

8. European Space Agency

nous le verrons par la suite, la mesure de signaux tectoniques à des vitesses de l'ordre du millimètre par an, liés par exemple aux déformations intersismiques, est nettement plus délicate. Une grande partie des travaux réalisés durant cette thèse ont portés sur l'amélioration de la détection et de la quantification des phénomènes tectoniques lents à l'aide de l'interférométrie radar. Au cours de ce chapitre, nous décrivons comment, dans l'état actuel des connaissances, on peut extraire le signal de déformation le plus finement possible des données d'interférométrie.

Nous présentons ici, de manière succincte, ce qu'est un interférogramme et ce que signifie le terme de phase interférométrique. Nous nous attarderons ensuite sur l'estimation des composantes atmosphériques du signal, et les différentes méthodes communément utilisées pour s'en affranchir. Enfin, nous résumerons les familles de méthodes permettant de reconstruire l'évolution des déplacements au cours du temps à partir d'un jeu de données interférométriques.

1.1 La phase interférométrique

Les principales étapes de la formation d'un interférogramme sont : (1) l'acquisition de deux images radar à synthèse d'ouverture (SAR) sur une même zone par un satellite en orbite (Fig. 1.1 et 4), (2) la construction de deux images d'amplitude et de phase du signal radar émis par le satellite et rétrodiffusé par le sol (i.e. chaque pixel de ces images sont caractérisés par une amplitude et une phase), (3) le calcul de l'interférogramme (i.e. la différence de phase entre les deux images SAR, Fig. 1.2). Ces étapes sont décrites plus en détail dans le chapitre 2.

1.1.1 L'interférogramme

Un interférogramme est le produit de corrélation complexe de deux images SAR. C'est une carte cohérente de la variation de la phase du signal émis par le satellite rétrodiffusé par le sol entre deux passages du satellite au dessus de la zone d'étude (Fig. 1.1 et 1.2). Pour un même pixel, la phase interférométrique correspond à la différence de temps de trajet de l'onde électromagnétique émise par le satellite entre deux acquisitions. Pour une seule acquisition, la différence de phase entre deux pixels correspond à la différence de trajet de l'onde électromagnétique entre les deux pixels. L'interférogramme est donc une mesure de la variation spatiale et temporelle de la modification du libre parcours moyen de l'onde électromagnétique en un pixel, relativement aux autres pixels.

L'onde émise par le satellite traverse l'atmosphère avant et après avoir été rétrodiffusée par le sol. Le trajet de l'onde est dépendant de la position du satellite à chaque acquisition. La phase interférométrique dépend donc de la variation des paramètres d'acquisitions (géométrie des orbites du satellite), de l'altitude des pixels,

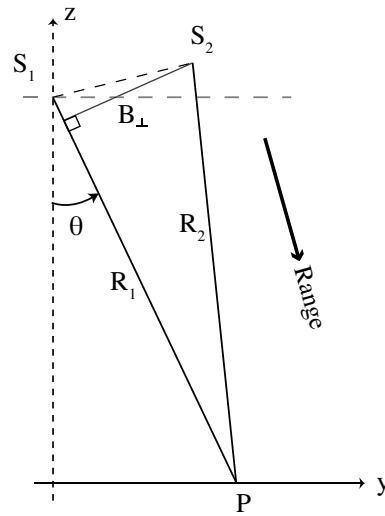


FIGURE 1.1 – **acquisition de deux images SAR** - Schéma de l'acquisition de deux images Radar par un satellite par deux passages successifs. S_1 et S_2 représentent la localisation du satellite lors des acquisitions 1 et 2. R_1 et R_2 représentent les distances de S_1P et S_2P , respectivement. B_{\perp} est appelée la ligne de base perpendiculaire. θ est l'angle d'incidence du signal.

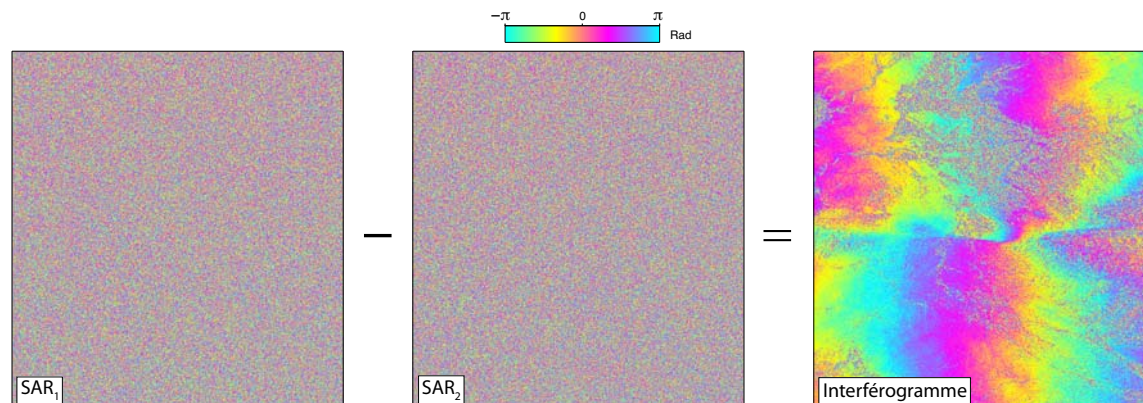


FIGURE 1.2 – **Interférométrie** - Représentation de la phase de deux images SAR et de l'interférogramme qui en découle par soustraction des phases des deux images. L'image SAR_1 (resp. SAR_2) est construite à partir de la première (resp. deuxième) acquisition du satellite. Sur chaque image SAR, la phase est distribuée aléatoirement, tandis que l'interférogramme montre une cohérence spatiale.

de l'état de l'atmosphère et de la déformation du sol le long de la ligne de visée du satellite. Après correction des effets géométriques, la phase interférométrique calculée à partir de deux acquisitions 1 et 2, $\Phi^{1,2}$, s'écrit :

$$\Phi^{1,2} = \Phi_{Atmo}^{1,2} + \Phi_{Deform}^{1,2} + \Phi_{Orb.Res.}^{1,2} + \Phi_{Noise}^{1,2}, \quad (1.1)$$

où, $\Phi_{Atmo}^{1,2}$ est la phase liée aux variations spatio-temporelles de l'indice de réfraction de l'atmosphère entre les acquisitions 1 et 2, $\Phi_{Deform}^{1,2}$ est la phase liée à la déformation du sol le long de la ligne de visée du satellite, $\Phi_{Orb.Res.}^{1,2}$ est le terme lié aux effets d'orbites résiduelles, et $\Phi_{Noise}^{1,2}$ contient, outre le bruit thermique, les erreurs de MNT et les erreurs introduites lors du traitement des images SAR.

1.1.2 Cohérence

Le premier écueil de l'interférométrie radar concerne la cohérence spatiale de la phase interférométrique. On définit la cohérence interférométrique locale γ comme étant le coefficient de corrélation sur une petite cellule (typiquement 3×3 pixels) de la phase interférométrique :

$$\gamma = \frac{\sum_{Cellule} u_1 u_2^*}{\sqrt{\sum_{Cellule} u_1 u_1^* \sum_{Cellule} u_2 u_2^*}}, \quad (1.2)$$

où, u_1 et u_2 sont les deux images SAR complexes (amplitude et phase). Lorsque la cohérence vaut 1 (resp., 0), la phase est constante (resp., aléatoire) sur cette fenêtre. Dans le cas d'une faible valeur de cohérence, la mesure de la variation relative de phase de pixel à pixel est alors impossible. La cohérence interférométrique est dite perdue, et la mesure de déplacement est impossible : il est impossible de déterminer le mouvement relatif d'un pixel par rapport à ses voisins.

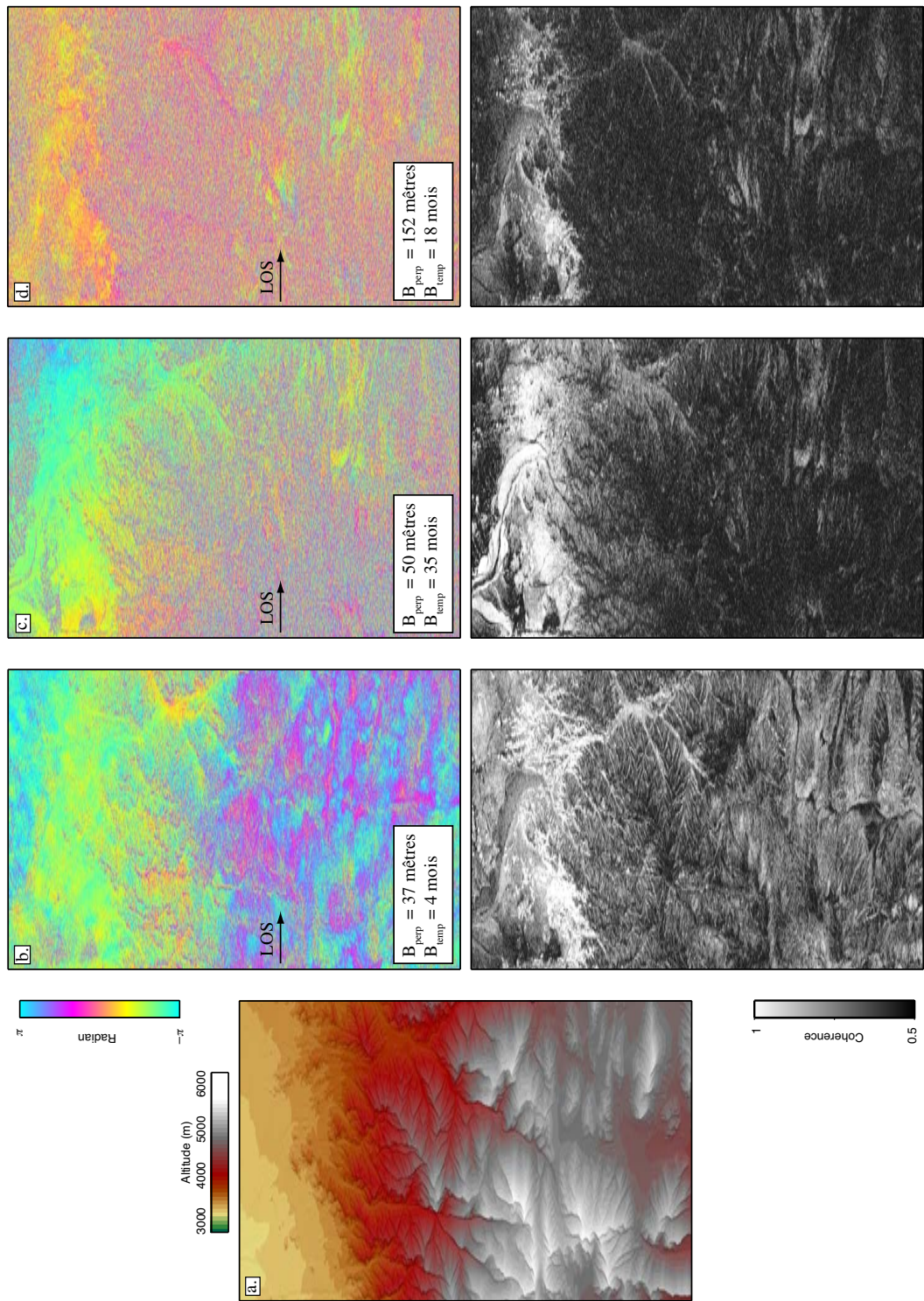
La cohérence peut être décomposée en une cohérence liée au rapport signal sur bruit des images radars et de leur traitement, γ_{SNR} , une cohérence temporelle, γ_{Temp} , liée au changement des propriétés de rétrodiffusion des réflecteurs contenus dans un pixel (géométrie, couverture végétale, neigeuse...) et une cohérence géométrique liée à la différence entre les angles de vues entre les deux acquisitions, $\gamma_{Spatial}$. Si le temps écoulé, ou ligne de base temporelle, entre les deux acquisitions est trop long, la probabilité que la réponse du sol change trop est forte car ses propriétés risquent d'être modifiées. Alors la cohérence est faible. Si les angles de visées sont trop différents, la rétrodiffusion par un même pixel sera très différente et la cohérence sera faible, voire nulle (Fig. 1.3). Cette variation d'angle de visée est directement liée à la distance normale entre les deux positions d'acquisition du satellite (i.e. ligne de base perpendiculaire, Fig. 1.1).

1.1.3 Perturbations atmosphériques

Le second problème majeur des mesures de déformation par interférométrie SAR est la contribution atmosphérique à la phase interférométrique. La figure 1.4 représente deux interférogrammes réalisés sur la zone de faille de Haiyuan. Le premier est réalisé entre deux acquisitions séparées par un an et deux mois, le deuxième, entre deux acquisitions séparées par trois ans et deux mois. On observe un signal de déformation dû à la faille de Haiyuan sur la figure 1.4b, attendu à $\sim 0.5 \text{ rad.an}^{-1}$ le long de la ligne de visée (Cavalié *et al.*, 2008). Cependant, ce signal est complètement masqué sur la figure 1.4a par des franges causées par les variations des propriétés atmosphériques. L'état de l'atmosphère modifie le trajet des ondes électromagnétiques et les fluctuations spatio-temporelles de cet état affectent la phase interférométrique.

La mesure de grands déplacements, notamment cosismiques, pluri-centimétriques à pluri-métriques, est affectée de la même manière. Cependant, la contribution atmosphérique sera minime par rapport à celle de la déformation du sol. La déformation cosismique associée à un événement de forte magnitude (i.e. supérieure à 6) à faible profondeur (i.e. entre 20 km et la surface) peut engendrer une variation de plusieurs dizaines de cycles de phase le long de la ligne de visée (e.g. Massonnet *et al.*, 1993). En comparaison, la déformation intersismique attendue au travers de la faille de Haiyuan n'atteint pas un cycle de phase par an et la contribution atmosphérique peut dépasser plusieurs cycles de phase, notamment dans des régions accidentées (Jolivet *et al.*, 2011a). Par conséquent, là où, pour des mesures de déplacements co-sismiques, le délai atmosphérique aura une contribution mineure, il masquera complètement la déformation intersismique.

FIGURE 1.3 (facing page) – **Influence des lignes de bases temporelle et perpendiculaire sur la cohérence** - **a.** Modèle numérique de terrain des Kunlun shan, Tibet, projeté en géométrie radar pour la track Envisat 133, à partir du MNT SRTM. **b.** Interférogramme (haut), et carte de cohérence associée (bas), présentant une faible ligne de base temporelle et une faible ligne de base verticale. La cohérence globale est assez homogène. **c.** Interférogramme, et carte de cohérence associée, présentant une grande ligne de base temporelle et une faible ligne de base verticale. La décorrélation est forte dans les montagnes situées au sud. **d.** Interférogramme, et carte de cohérence associée, présentant une ligne de base temporelle moyenne et une grande ligne base verticale. La décorrélation est forte partout.



1.2 La contribution atmosphérique

1.2.1 Origine du délai atmosphérique

L'indice de réfraction de l'atmosphère introduit un délai dans le trajet atmosphérique de l'onde électromagnétique émise par le satellite. La phase interférométrique est affectée par les variations spatiales et temporelles de cet indice, N , décrit par (*Bean and Dutton, 1968; Thayer, 1974; Hanssen, 2001; Puysségur et al., 2007*) :

$$N = k_1 \frac{P_d}{T} + k_2 \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2} + k_4 W_{cl} + k_5 \frac{ne}{f^2}, \quad (1.3)$$

où, P_d est la pression d'air sec, T la température, e la pression de vapeur saturante, W_{cl} le contenu en eau des nuages, ne la densité électronique et f la fréquence de l'onde porteuse. Les constantes de k_1 à k_5 sont données telles que $k_1 = 0.776 \text{ K.Pa}^{-1}$, $k_2 = 0.716 \text{ K.Pa}^{-1}$, $k_3 = 3.75 \times 10^3 \text{ K}^2.\text{Pa}^{-1}$, $k_4 = 1.45 \times 10^3 \text{ m}^3.\text{kg}^{-1}$ et $k_5 = -4.03 \times 10^7 \text{ s}^{-2}.\text{m}^3$ (*Smith and Weintraub, 1953*). Le premier terme fait référence à l'influence de l'air sec sur la réfraction. Le délai correspondant est appelé le "délai hydrostatique". Les deuxième et troisième termes font référence à l'influence de la vapeur d'eau contenue dans l'air. Le délai correspondant est le "délai humide". Le quatrième terme fait référence à l'influence de l'eau liquide contenue dans les nuages traversés par le signal radar. Le cinquième et dernier terme fait référence à l'effet dispersif de la ionosphère sur les ondes électromagnétiques.

L'influence de l'eau liquide contenue dans les nuages sur le trajet atmosphérique n'excède que rarement 1 mm/km le long de la ligne de visée (*Bean and Dutton, 1968; Hall et al., 1996*). De plus, les nuages apparaissent généralement lorsque l'air est saturé en vapeur d'eau. Par conséquent, le délai "humide" masque le délai dû aux nuages (*Hanssen, 2001*). Nous négligeons donc le délai dû à l'eau liquide sur la phase interférométrique.

Le délai ionosphérique est de même négligeable pour les interférogrammes en bande C (fréquence de 5.3 GHz \iff 5.6 cm de longueur d'onde, e.g. Envisat, ERS-1 et 2). *Saito et al. (1998)* décrivent une perturbation ionosphérique passagère typique ("Travelling Ionospheric Disturbance", TID), d'une longueur d'onde de 300 à 400 km, qui se traduirait par un délai de 1.2 cm en ligne de visée sur un interférogramme. La longueur d'onde spatiale de ces phénomènes nous permet de les négliger. Par contre, cette perturbation peut avoir des effets non négligeables sur les interférogrammes en bande L (fréquence de 1,27 GHz \iff 21 cm de longueur d'onde; *Raucoules and de Michele, 2010*). Cependant, aucun interférogramme en bande L n'a été traité durant les travaux présentés dans cette thèse, nous n'aborderons donc pas ce sujet.

Le délai zénithal absolu L est l'intégrale de la réfractivité de l'air entre la sur-

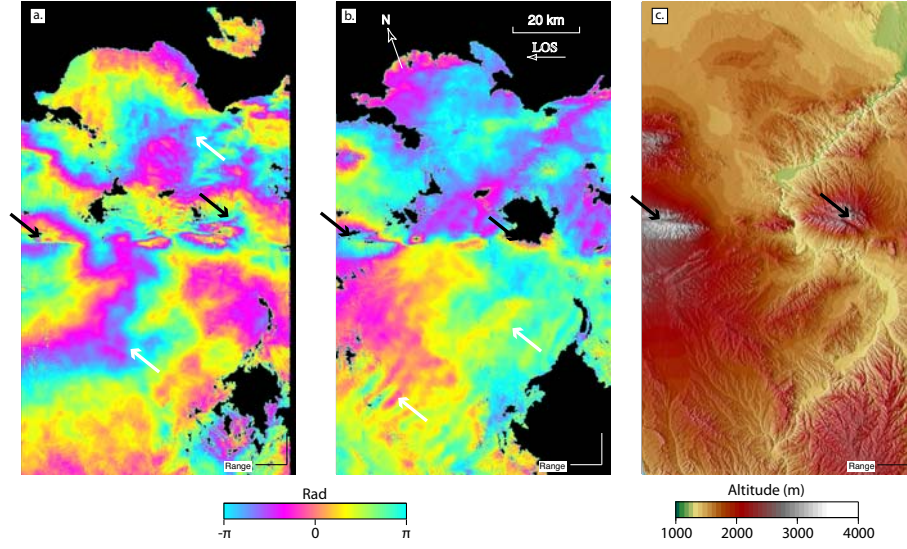


FIGURE 1.4 – **Perturbations Atmosphériques** - **a.** Interférogramme entre les acquisitions ENVISAT du 25-08-2007 et 12-01-2008 ($B_{\perp} = 232$ m) sur la track 061 entre les latitudes 36° N et 38° N et les longitudes 104° E et 106° E en géométrie radar. **b.** Interférogramme entre les acquisitions ENVISAT du 18-12-2004 et 12-01-2008 ($B_{\perp} = 40$ m) sur la même zone. **c.** Modèle numérique de terrain en géométrie radar. Les flèches noires indiquent les zones où les perturbations atmosphériques sont corrélées à la topographie. Les flèches blanches indiquent les motifs caractéristiques de turbulences atmosphériques.

face du sol, z_0 et le sommet de l'atmosphère, z_{inf} (Doin et al., 2009) :

$$L = 10^{-6} \int_{z_0}^{\text{inf}} \left(k_1 \frac{P}{T} + (k_2 - k_1) \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2} \right) dz, \quad (1.4)$$

où, P est la pression atmosphérique à une altitude z . En introduisant l'équation d'état des gaz parfaits pour l'air humide, pour une acquisition SAR et en tenant compte de l'incidence θ du signal radar (Fig. 1.5), le délai relatif $\delta L_{LOS}^s(z)$ pour une acquisition SAR par rapport à une altitude de référence z_{ref} , fonction de l'altitude z d'un pixel s'écrit (Doin et al., 2009) :

$$\begin{aligned} \delta L_{LOS}^s(z) &= L_{LOS}^s(z) - L_{LOS}^s(z_{\text{ref}}) \\ &= \frac{10^{-6}}{\cos \theta} \left(\frac{k_1 R_d}{g_m} (P(z) - P(z_{\text{ref}})) + \int_z^{z_{\text{ref}}} \left(\left(k_2 - \frac{R_d}{R_v} k_1 \right) \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2} \right) dz \right), \quad (1.5) \end{aligned}$$

où, $R_d = 287.05 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la constante spécifique de l'air sec, $R_v = 461.495 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la constante spécifique de la vapeur d'eau et g_m est une moyenne pondérée de l'accélération de pesanteur g . Le délai interférométrique $\Delta L_{LOS}^s(z)$ est causé par la double différence, spatiale et temporelle, d'indice de réfraction de l'air

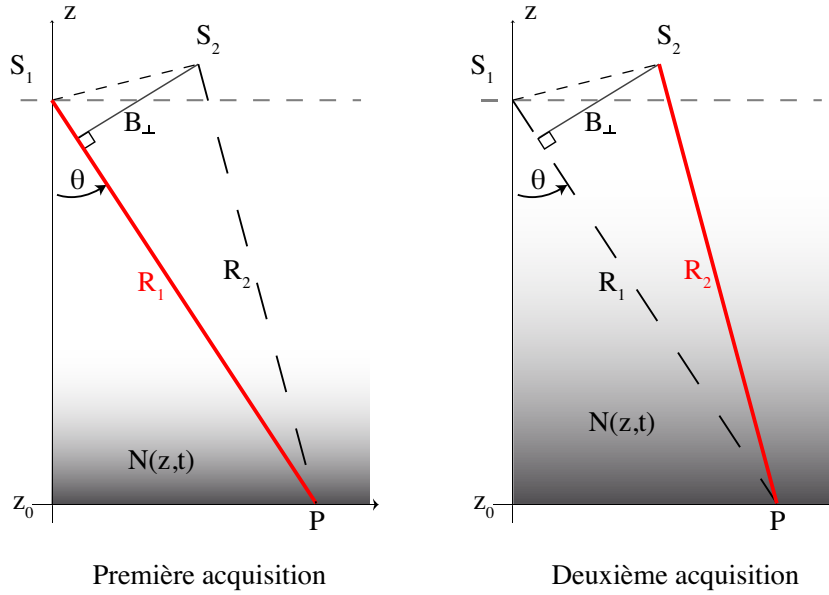


FIGURE 1.5 – **Indice de réfraction et acquisition SAR** - Schéma présentant l'influence des variations de l'indice de réfraction de l'air N sur les délais zénithaux et le long de la ligne de visée, pour deux acquisitions SAR. Voir figure 1.1 pour la nomenclature.

entre deux acquisitions 1 et 2 (Fig. 1.5 et 1.6), et s'écrit :

$$\Delta L_{LOS}^s(z) = \delta L_{LOS}^{s2}(z) - \delta L_{LOS}^{s1}(z). \quad (1.6)$$

Différentes études indiquent que le délai troposphérique peut masquer la déformation et induire des biais dans l'estimation des taux de déformation (e.g. *Cavalié et al.*, 2008; *Elliott et al.*, 2008). En effet, les fluctuations atmosphériques entre deux acquisitions peuvent introduire un délai de plusieurs centimètres entre deux pixels situés à des altitudes différentes (Fig. 1.6). Il est donc nécessaire de quantifier, voir de corriger, l'influence de ce bruit sur nos mesures.

1.2.2 Influence du bruit atmosphérique sur la mesure de déformation

Les premières estimations de délais troposphériques en interférométrie radar datent de l'expérience SIR-C, menée à bord de la navette spatiale en septembre 1994 (NASA, *Goldstein*, 1995). Durant trois jours, plusieurs acquisitions SAR ont été réalisées sur un site test situé dans le désert du Mojave, Californie. Pendant la durée de l'expérience, la déformation du sol est négligeable et la RMS de la longueur de trajet est estimée à 0.24 cm, le long de la ligne de visée. Cette dis-

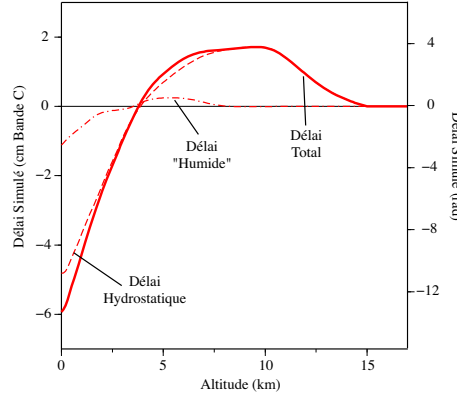


FIGURE 1.6 – **Le Délai Atmosphérique** - Délai troposphérique simulé à partir de profils de pression, température et pression de vapeur saturante issus de la ré-analyse globale de données météorologique ERA-Interim entre les deux acquisitions SAR du satellite Envisat aux dates du 29-12-2008 et 22-02-2010, à 6h du matin. La ligne continue représente le délai total, somme des délais hydrostatique et humide (courbes tiretées). La référence est située ici à 15 km, altitude au-delà de laquelle le délai devient négligeable. Dans ce cas de figure, le délai entre deux pixels situés à 0 et 2500 m d'altitude est de ~ 4 cm.

persion des mesures conduit à une incertitude de ~ 7 m sur l'estimation du modèle numérique de terrain.

1.2.2.1 Distribution spatiale du bruit atmosphérique

La distribution spatiale des phénomènes atmosphériques conduit à une distribution spatiale des délais associés qu'il est possible de décrire (e.g. *Williams et al.*, 1998; *Emardson et al.*, 2003; *Lohman and Simons*, 2005; *Sudhaus and Jönsson*, 2009). Dans le cas d'un bruit isotrope et stationnaire du second ordre (i.e. indépendant de la localisation spatiale), *Chilès and Delfiner* (1999) décrivent la covariance de la phase interférométrique $Cov(x)$ comme une fonction de la distance x entre deux pixels par :

$$Cov(x) = \frac{1}{2N} \sum_{m,n/dist(m,n)=x} |\Phi_m \Phi_n|, \quad (1.7)$$

où N est le nombre de pixels m et n séparés par une distance x , et Φ_m et Φ_n leur phase respectives. Cette fonction de covariance est reliée au semivariogramme $\gamma(x)$, décrit par *Sudhaus and Jönsson* (2009), tel que :

$$\gamma(x) = \frac{1}{2N} \sum_{m,n/dist(m,n)=x} (\Phi_m - \Phi_n)^2, \quad (1.8)$$

par la relation :

$$Cov(x) = \gamma_s - \gamma(x), \quad (1.9)$$

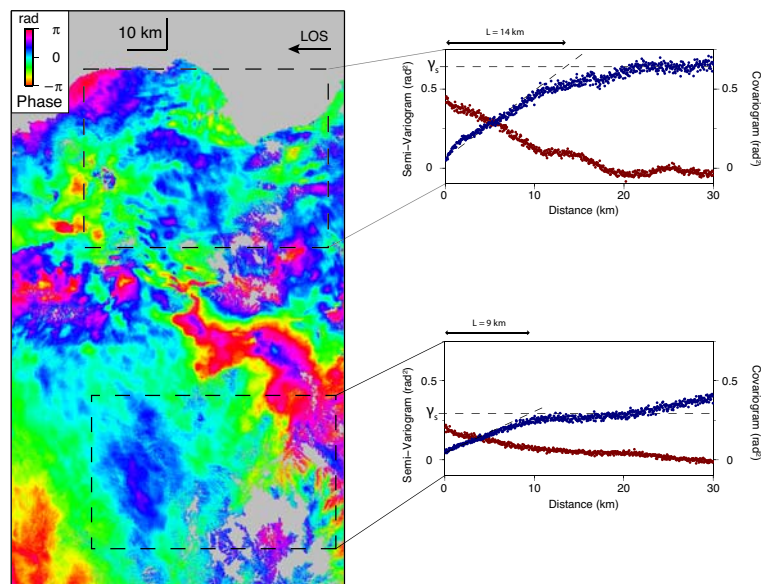


FIGURE 1.7 – **Mesures de Covariances** - Interférogramme déroulé, en géométrie radar, réalisé à partir des acquisitions SAR Envisat aux dates 14-10-2006 et 12-05-2007 de la track descendante 61 sur la faille de Haiyuan ($B_{\perp} = 175$ m). Les deux rectangles tiretés indiquent deux zones sur lesquelles ont été calculé un covariogramme (rouge sombre) et un semi-variogramme (bleu). L'autocovariance est indiquée par une ligne pointillée horizontale. L'intersection avec la tendance à l'origine est la longueur de corrélation L .

où, γ_s est la valeur plateau atteinte par le semivariogramme à grandes distances qui correspond à l'autocovariance (ie. $Cov(0)$) (Fig. 1.7). La fonction de structure est définie comme le double du semivariogramme.

Ces fonctions de la distance entre pixels permettent de décrire l'amplitude du bruit atmosphérique en fonction de la taille caractéristique des phénomènes atmosphériques. La longueur de corrélation L permet d'estimer la distance au delà de laquelle deux pixels ne sont plus liés par le délai troposphérique. L'autocovariance (i.e. variance) permet de décrire l'amplitude du bruit à grande longueur d'onde, sans tenir compte des turbulences locales. C'est le niveau de bruit moyen d'un interférogramme. Notons que la distribution du bruit atmosphérique peut varier latéralement sur un même interférogramme (Fig. 1.7). Plusieurs modèles de covariance ont été développés afin de rendre compte de l'influence de ce bruit lors de l'interprétation ou de l'inversion des données InSAR, notamment des modèles en loi puissance (e.g. *Williams et al.*, 1998; *Lohman and Simons*, 2005; *Sudhaus and Jönsson*, 2009). De telles descriptions permettent de détecter les interférogrammes fortement affectés par des perturbations atmosphériques et éventuellement de déterminer une pondération ou la prise en compte des covariances spatiales lors du traitement des interférogrammes.

1.2.2.2 Variations temporelles du bruit atmosphérique et “stacking”

Les fonctions de distribution peuvent être calculées en fonction du temps. Pour un même pixel, $Cov(t)$ s'écrit :

$$Cov(t) = \frac{1}{2N} \sum_{t_1, t_2 / t_2 - t_1 = t} |\Phi^{t_1} \Phi^{t_2}|, \quad (1.10)$$

où, N est le nombre d'acquisitions et Φ^{t_1} et Φ^{t_2} la phase aux acquisitions t_1 et t_2 . Il est cependant impossible d'estimer finement $Cov(t)$ et $\gamma(t)$, à cause du faible taux d'échantillonnage temporel. *Emardson et al.* (2003) simulent la fonction de structure temporelle pour trois distances caractéristiques (20 km, 33 km et 240 km) à l'aide des délais zénithaux dérivés du réseau GPS permanent SCIGN (Southern California Integrated GPS Network). De cette manière, on obtient une estimation du temps de mesure nécessaire entre la première et la dernière acquisition du jeu de données afin de ne plus être dépendant du bruit atmosphérique (Fig. 1.8).

Cette modélisation suggère que pour des petites distances, le bruit atmosphérique est décorrélié pour des lignes de base temporelles supérieures à une journée. Les acquisitions radar n'étant pas journalières, le bruit atmosphérique pourrait alors être considéré comme aléatoire dans le temps et pourrait donc être diminué en combinant de nombreuses acquisitions.

En effet, la sommation d'interférogrammes, ou “stacking”, permet de déterminer le taux de variation de phase $V_{m,n}$ moyen en chaque pixel m, n sur la période

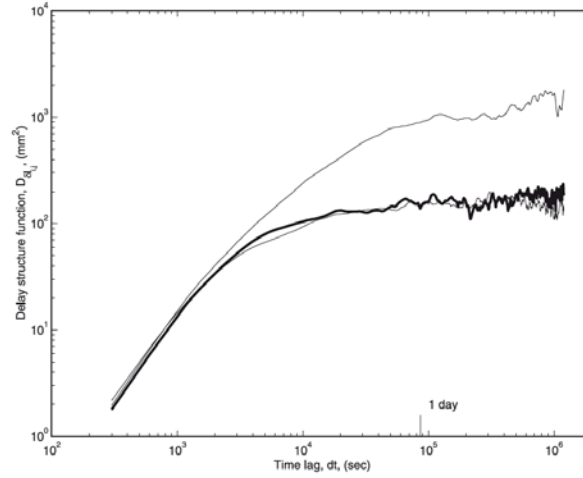


FIGURE 1.8 – **Covariance Temporelle** - Fonction de structure temporelle simulée à partir de deux stations GPS séparées de 224 km (courbe fine en haut), de 33 km (courbe épaisse) et de 20 km (courbe fine en bas). Crédits : *Emardson et al., 2003*.

d'observation (*Emardson et al., 2003*) :

$$V_{m,n} = \frac{\sum_{i=1}^N \Phi_{m,n}^i T^i}{\sum_{i=1}^N (T^i)^2}, \quad (1.11)$$

où, N est le nombre d'interférogrammes sommés, $\Phi_{m,n}^i$ est la phase du pixel m, n de l'interférogramme i et T^i , sa ligne de base temporelle. Vu que les délais atmosphériques sont aléatoirement répartis dans le temps, ceux ci s'annulent par sommation et cette vitesse $V_{m,n}$ est la vitesse de déformation du sol. Notons que cette équation donne la solution en moindre carrés du problème de la détermination du taux de variation de phase moyen. De là, *Emardson et al. (2003)* montrent que la vitesse minimum V_{min} mesurable par cette méthode est donnée par :

$$V_{min} = \frac{\sigma}{T \sqrt{N}}, \quad (1.12)$$

où T est la moyenne des T^i , et σ la moyenne des variances des N interférogrammes. Pour une variance de 1 cm en ligne de visée (i.e. 2.24 rad pour Envisat), et une ligne de base temporelle moyenne de 35 semaines et 18 interférogrammes, $V_{min} = 3.5 \text{ mm.an}^{-1}$ (i.e. 0.8 rad.an⁻¹ pour Envisat). Plus le nombre d'interférogrammes combinés est grand, plus la probabilité que les délais s'annulent est grande.

1.2.2.3 Pourquoi faut-il corriger l'atmosphère ?

Cependant, cette sommation ne prend pas en compte la saisonnalité des variations du délai atmosphérique. *Doin et al. (2009)* décomposent le délai atmosphé-

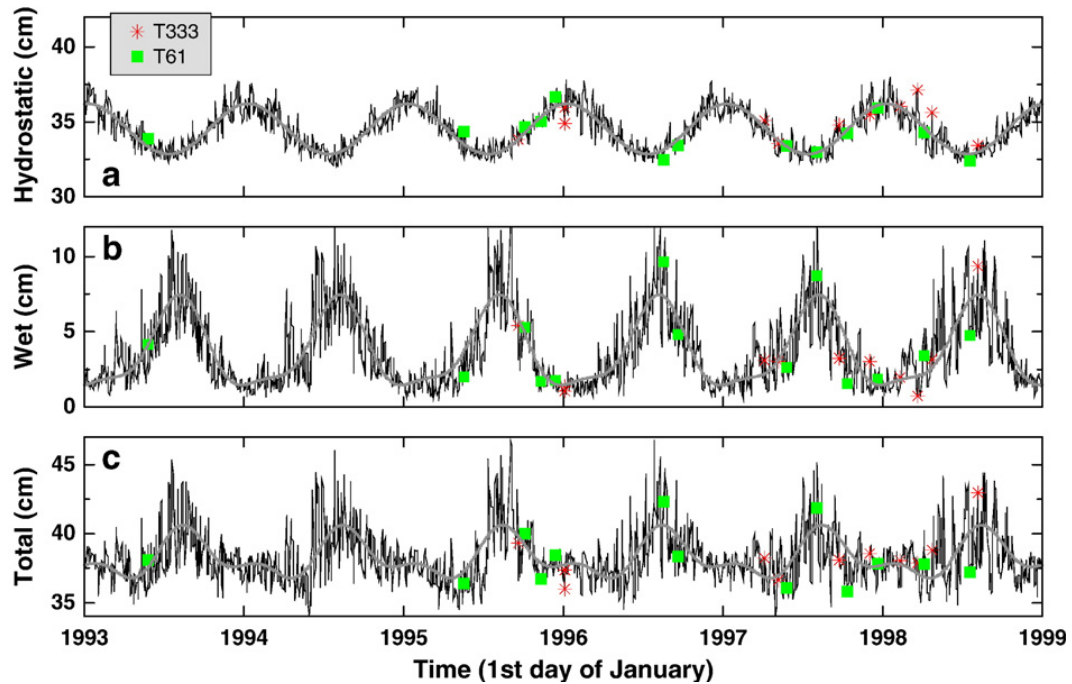


FIGURE 1.9 – **Evolution temporelle du délai troposphérique** - Délai zénithal hydrostatique (a), "humide" (b), et total (c) simulé à partir du modèle de ré-estimation ERA-40, entre 1400 m et 3000 m sur la faille de Haiyuan (ligne noire). La ligne grise est une somme de fonctions sinus et cosinus marquant la saisonnalité des délais. Les carrés verts indiquent les dates d'acquisition pour la track envisat 61, les étoiles rouges indiquent les dates d'acquisitions pour la track envisat 333. Nous notons que les acquisitions ne sont pas régulières dans le temps. Dans ce cas, sans correction de la composante troposphérique saisonnière, toute analyse temporelle de la déformation sera biaisée. Crédits : *Doin et al., 2009*.

rique en deux contributions : un délai dû à la stratification troposphérique et un délai turbulent. La figure 1.9 représente l'évolution du délai troposphérique hydrostatique, "humide" et total, en fonction du temps, simulé à partir du modèle de ré-estimation globale ERA-40 pour les tracks Envisat descendantes 333 et 61 sur la faille de Haiyuan. Des variations saisonnières apparaissent et suggèrent que, après "stacking", à cause d'un échantillonnage irrégulier, un délai résiduel sera présent dans le taux de variation de phase et l'estimation des taux de déformation sera ainsi biaisée. *Doin et al. (2009)* insistent donc sur la nécessité de corriger les interférogrammes des effets de la variabilité de la stratification troposphérique avant tout calcul de taux de déformation. Par contre, la contribution de l'atmosphère "turbulente" peut être considérée comme aléatoire dans le temps et peut donc être corrigée à l'aide d'acquisitions multiples et d'un filtrage temporel approprié (voir section 1.3).

1.2.3 Quelques méthodes de corrections

Différentes approches permettent de s'affranchir du délai troposphérique, parmi lesquelles on distingue des méthodes :

- empiriques : estimer le délai troposphérique directement à partir de la phase interférométrique.
- prédictives : prédire le délai troposphérique en se basant sur l'apport d'informations indépendantes, afin de corriger l'interférogramme.

Ces méthodes peuvent être caractérisées selon la longueur d'onde des phénomènes atmosphériques prédits ou estimés. Nous présentons ici une courte revue -non exhaustive- de différentes techniques de corrections de effets troposphériques.

1.2.3.1 Estimation du délai

L'estimation du délai atmosphérique repose sur la décorrélation des différentes contributions à la phase interférométrique (Eq. 1.1). Directement à partir de l'interférogramme, l'opérateur va estimer la contribution atmosphérique afin de la retrancher aux autres (orbites résiduelles, déformations...). Pour cela, un modèle pour chaque contribution est proposé. *Remy et al. (2003)* mettent en évidence la relation entre la phase interférométrique et la topographie locale. Sur des interférogrammes ne contenant pas de déformation, ils estiment le taux de frange correspondant aux contributions couplées de l'atmosphère et des résidus orbitaux sur l'Etna. Dans ce cas, une relation linéaire entre la phase et la topographie est observée, reflétant les variations temporelles de la stratification troposphérique. Une relation plus complexe entre phase et topographie n'est pas à exclure, au vu du délai simulé présenté en figure 1.6. Les différentes méthodes d'estimation empirique des délais troposphériques reposent sur la détermination de la dépendance de la phase avec l'altitude.

Cavalié et al. (2008) estiment de manière simultanée les différentes composantes pour chacun de leurs interférogrammes couvrant la zone de faille de Haiyuan : (1) la relation entre phase et topographie est linéaire, (2) les résidus orbitaux sont approximés par une fonction quadratique du range et de l'azimut, (3) la déformation est approximée par un modèle de chargement élastique au travers d'une faille décrochante (*Savage and Burford, 1973*). A partir de l'équation 1.1, il est ainsi possible d'écrire :

$$\Phi^{1,2}(x, y) = kz + ax + by + cxy + d + s\Phi_{Def.Un.}, \quad (1.13)$$

où, z est l'altitude d'un pixel de coordonnées (x, y) sur l'interférogramme, $\Phi_{Def.Un.}$ la variation de phase due à une vitesse de chargement de 1 mm.an^{-1} sur la faille, et k, a, b, c, d et s sont les coefficients à estimer. Ces six paramètres sont déterminés par une inversion en moindres carrés en masquant la zone de faille. Le fait d'utiliser

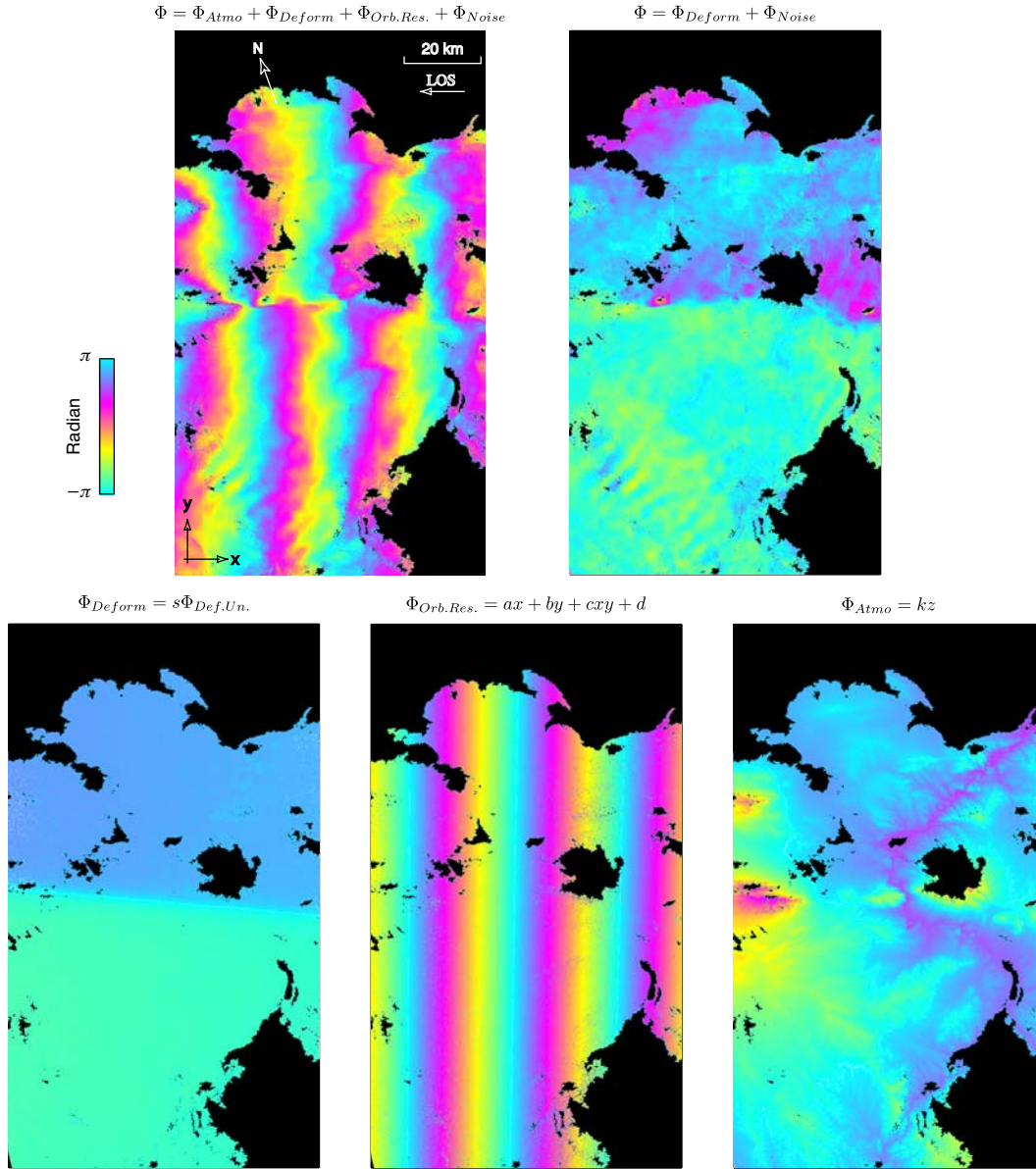


FIGURE 1.10 – **Corrections Atmosphériques** - Exemple d'estimation empirique de la contribution troposphérique stratifiée sur un interférogramme couvrant la zone de faille de Haiyuan, Chine, entre les acquisitions du 18-12-2004 et du 12-01-2008 ($B_{\perp} = 40$ m). En haut, sont représentés l'interférogramme brut, déroulé (à gauche) et l'interférogramme corrigé des contributions orbitales et atmosphériques (à droite). En bas, sont représentées les différentes contributions, déformation, orbites résiduelles et atmosphère estimées par inversion conjointe (*Cavalié et al., 2008*). Dans cet exemple, la contribution des orbites résiduelles masque les autres contributions. On notera la présence de motifs caractéristiques de rouleaux convectifs atmosphériques en bas à gauche de l'interférogramme.

un modèle de déformation permet d'aider à décorréler les différentes contributions. L'interférogramme est ensuite corrigé des contributions orbitales et atmosphériques calculées. Un exemple est présenté en figure 1.10. Cette méthode est utilisée au chapitre 4.

Elliott et al. (2008) ajustent la relation entre phase et topographie qu'ils obtiennent en fonction du réseau interférométrique. En effet, pour trois interférogrammes A , B et C réalisés à partir de trois acquisitions, la somme des corrections atmosphériques doit être cohérente. Il faut tester la relation $A + B - C = 0$. De cette manière, il est possible de ré-estimer les corrections atmosphériques déduites indépendamment pour chaque interférogramme au travers d'une analyse en séries temporelles (voir section 1.3). Cette méthode assure une cohérence de l'ensemble des corrections atmosphériques sur le jeu de données.

Enfin, il est possible d'analyser les différentes longueurs d'ondes spatiales de chaque interférogramme. Cette approche originale, proposée par *Lin et al. (2010)*, consiste à décomposer l'interférogramme et le modèle numérique de terrain en plusieurs bandes de fréquences spatiales, à l'aide d'une série de filtres passe-bandes Gaussiens. L'effet des erreurs d'orbites résiduelles sera majoritaire à grande longueur d'onde (i.e. > 100 km), tandis qu'à de plus courtes longueurs d'onde, la relation entre phase et topographie sera l'effet dominant. Le coefficient k liant phase et topographie est ainsi estimé dans chaque gamme de fréquence, puis moyennée et la fermeture du réseau interférométrique est testée.

L'estimation empirique du délai, directement à partir de la répartition spatiale de la phase interférométrique, permet de corriger les interférogrammes de la contribution atmosphérique. Les méthodes présentées ici sont robustes, rapides et systématiques. Cependant, il est possible de lister deux principaux défauts à cette approche : (1) Il n'est pas toujours possible de décorréler les différentes contributions. La déformation attendue et la topographie sont parfois fortement corrélées, et présentent des longueurs d'ondes similaires (e.g. failles de l'Altyn Tagh, chaîne Himalayenne). Par conséquent, une partie de la déformation peut être confondue avec des effets atmosphériques, biaisant ainsi la mesure (*Beauducel et al., 2000*). (2) La relation entre phase et topographie estimée avec ces méthodes ne tient pas compte des variations latérales de la stratification. *Cavalié et al. (2008)* décrivent une stratification homogène sur toute la scène, le reste n'étant que des déviations par rapport à cette moyenne, qui seront ensuite éliminées par l'utilisation de multiples acquisitions (stack ou séries temporelles). Cependant, ces variations sont présentes et non négligeables et nécessitent donc une correction appropriée (*Jolivet et al., 2011a*, chapitre 3;).

1.2.3.2 Prédiction du délai

La prédiction du délai troposphérique consiste en général à l'acquisition de données atmosphériques et au calcul d'une correction à partir de ces données.

Delacourt et al. (1998) utilisent les données acquises à une station météorologique située sur les flancs de l'Etna, Sicile, à 1750 m d'altitude et les données de radiosondages acquises à 200 km à l'ouest de l'Etna. Le délai est calculé à la station en utilisant les données de surface. La dépendance en altitude du délai est ensuite construite en supposant une relation linéaire entre température et altitude et une relation exponentielle entre pression et altitude (*Triplet and Roche, 1983*). Une telle correction conduit à une mesure du taux de déflation de l'Etna plus faible que celle proposée sans corrections par *Massonnet et al. (1995)* ($13 \pm 3 \text{ mm.mo}^{-1}$ contre 20 mm.mo^{-1}). Cette méthode de correction est une des premières à utiliser des mesures météorologiques *in situ*. Cependant, les variations latérales de stratification ne peuvent être prises en compte, même si l'utilisation de l'altitude locale de chaque pixel permet de corriger d'effets très localisés, liés à la topographie. Cependant, *Jolivet et al. (2011a)* montrent que l'équation complète du délai ainsi qu'une description fine des profils de température, pression et d'humidité doivent être pris en compte afin de bien décrire la dépendance en altitude du délai (Eq. 1.5). Peu d'études utilisent l'équation introduite par *Puysségur et al. (2007)* et *Doin et al. (2009)*, à cause de la difficulté d'obtenir des profils fiables de température, de pression et d'humidité relative.

Une manière d'introduire les variations latérales de stratification est de collecter des données en différents endroits de la scène. *Webley et al. (2002)* estiment le délai interférométrique à partir d'un réseau de stations GPS dense sur le mont Etna. Le GPS est une technique de géodésie satellitaire basée sur la localisation relative de stations réceptrices au sein d'un réseau et d'une constellation de satellites en orbites. Les satellites GPS émettent en permanence un onde électromagnétique (bande C), vers le sol, enregistrée par les stations. La mesure du déphasage du signal entre les stations permet de mesurer la différence de trajet en fonction, entre autres, de la localisation des stations, des orbites des satellites et de l'état de l'atmosphère. Grâce à la répétition des mesures au cours du temps, il est possible de retrouver l'état de l'atmosphère à la verticale de chaque station. *Webley et al. (2002)* calculent les délais zénithaux sec et humide en chacune des 14 stations réparties sur l'Etna, entre 50 m et 3000 m d'altitude. Ce délai, projeté dans la direction de la ligne-de-visée du satellite SAR, est interpolé à l'échantillonnage de l'interférogramme et est utilisé pour des corrections. La principale limitation est le nombre de stations GPS à installer pour obtenir une correction fiable. Un grand nombre de stations GPS, réparties de manière équidistante sur la scène, permet d'approcher correctement le délai atmosphérique, tandis qu'un faible nombre de stations mal réparties n'apportera pas la variabilité latérale nécessaire.

L'utilisation d'imagerie multispectrale permet de construire des cartes de délai avec une résolution proche de celle des interférogrammes. Le Medium Resolution Imaging Spectrometer (MERIS) est un imageur multispectral permettant de mesurer les radiations solaires réfléchies par la Terre, dans le visible, jusqu'au proche infrarouge. Cet appareil est porté par le satellite Envisat, tout comme l'Advanced Synthetic Aperture Radar (ASAR), dont nous utilisons les images. Les acquisitions MERIS et ASAR sont simultanées et couvrent la même zone. *Li et al. (2006a)* construisent ainsi, avec succès, des cartes de délai interférométrique à partir des données de quantité de vapeur d'eau saturante fournies par MERIS pour chaque acquisition radar. Cependant, MERIS est sensible aux longueurs d'ondes situées dans la partie visible du spectre. Il ne peut donc être opéré de nuit, et ne traverse pas la couverture nuageuse, contrairement au radar. Les acquisitions nocturnes ne peuvent donc pas être corrigées par cette méthode. De plus, une interpolation spatiale et des corrections sont parfois nécessaires afin de prédire le délai dans les zones nuageuses (*Puysségur et al., 2007*).

Les principales limitations de ces méthodes reposent sur le manque de données annexes pour prédire le délai atmosphérique - les données météorologiques ne sont pas toujours disponibles, les stations GPS doivent être installées, les acquisitions MERIS ne sont pas systématiques...

Un autre approche consiste à prédire l'état de l'atmosphère à l'aide de modèles météorologiques. En fonction de la précision des données introduites dans le modèle, différentes longueurs d'onde des perturbations atmosphériques pourront ainsi être reproduites. *Puysségur et al. (2007)* utilisent les données MERIS pour contraindre un modèle météorologique méso-échelle. De la même manière, *Li et al. (2006)* utilisent des données GPS denses pour contraindre un modèle de turbulence atmosphérique. Les motifs caractéristiques de la stratification atmosphérique sont en général bien reproduits par ces modèles, mais la localisation des phénomènes turbulents pose encore problème pour une correction plus fine.

1.2.3.3 Bilan

Les méthodes dites prédictives reposent toutes sur l'utilisation d'informations annexes. Malheureusement, les acquisitions de données météorologiques ne sont pas systématiques, voire inexistantes dans certaines parties du globe, et les modèles météorologiques sont encore bien perfectibles. D'un autre côté, les méthodes dites "empiriques" peuvent être faussées par les biais existant entre les différentes contributions à la phase interférométrique. Pour pallier à ces problèmes, j'ai développé une méthode de correction systématique, basée sur l'utilisation de modèles météorologiques mondiaux, valides pour n'importe quelle région d'étude, tenant compte des variations latérales de stratifications, de manière à pouvoir mesurer les plus petites déformations possibles (voir section 3 et *Jolivet et al., 2011a*).

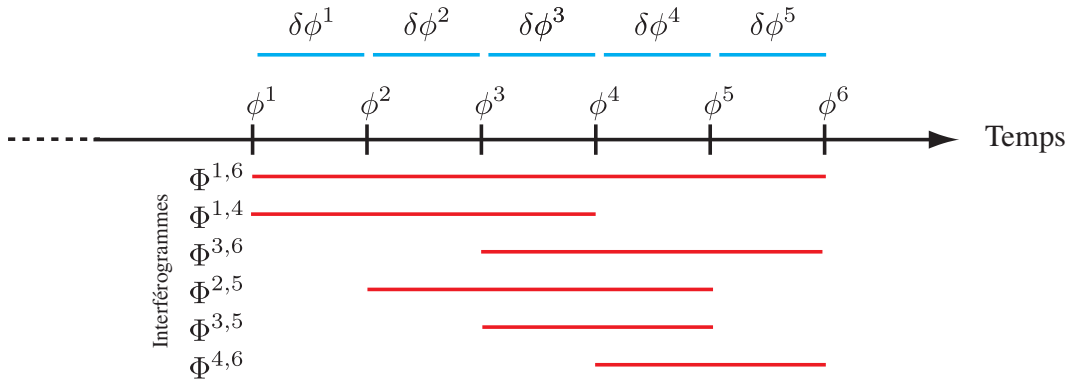


FIGURE 1.11 – **Séries Temporelles** - Représentation schématique du problème inverse résolu lors d'une analyse en séries temporelles. Chaque ligne rouge représente la couverture temporelle d'un interférogramme $\Phi^{i,j}$ entre les acquisitions i et j . Il est possible de retrouver $\delta\phi^i$ ou ϕ^i .

Il apparaît nécessaire de discuter le degré de correction à apporter. Les études présentées ici vont depuis l'estimation d'une stratification homogène sur l'interférogramme, jusqu'à la modélisation précise des turbulences atmosphériques. L'effet des variations temporelles de stratification atmosphériques, et notamment de la saisonnalité du délai, est important lors de la détermination de taux de déformation, par "stacking" ou séries temporelles. Par contre, il n'est probablement pas nécessaire de tenter de corriger des effets plus aléatoires, telles les turbulences atmosphériques. En effet, les turbulences sont définies comme étant aléatoires dans le temps et dans l'espace et sont efficacement corrigées en moyennant de nombreuses acquisitions ou lors d'analyses en séries temporelles. Seuls les phénomènes récurrents de petite échelle, tel les effets de foehn par exemple, continueront de poser problème.

1.3 Analyses en Séries Temporelles

Il est quasiment impossible de mesurer un signal de déformation à partir d'interférogrammes à grande ligne de bases temporelles ou perpendiculaires. Par conséquent, il n'est pas toujours possible de construire les interférogrammes entre dates d'acquisition successives, à cause de la ligne de base perpendiculaire, et ainsi de suivre un phénomène dans le temps. Les analyses en séries temporelles permettent de reconstruire l'évolution dans le temps de la phase interférométrique, à partir d'une pile d'interférogrammes différentiels. De plus, il est possible d'y inclure des méthodes pour estimer les phénomènes présentant une corrélation temporelle ou spatiale, et ainsi remédier au problème posé par les perturbations atmosphériques.

De nombreuses approches ont été développées depuis le début des années 2000, et nous tenterons d'en présenter les grandes lignes dans cette section, après avoir brièvement décrit le principe de base.

1.3.1 Simuler une phase interférométrique au cours du temps

Il est possible d'exprimer la phase interférométrique d'un pixel $\Phi^{i,j}$ comme étant la différence de phase absolue pour ce même pixel entre deux acquisitions i et j :

$$\Phi^{i,j} = \phi^j - \phi^i, \quad (1.14)$$

où, ϕ^j et ϕ^i sont les phases aux acquisitions i et j . Il est aussi possible d'écrire cette différence de phase comme la somme des incréments de phases $\delta\phi^i$ entre deux acquisitions successives i et $i + 1$:

$$\Phi^{i,j} = \sum_{k=i}^{j-1} \delta\phi^k. \quad (1.15)$$

Chacune de ces deux formulations, exprimée pour tous les interférogrammes calculés à partir de N acquisitions, constitue un système d'équation linéaire, que l'on peut résoudre grâce aux diverses méthodes d'inversions disponibles (Fig. 1.11) :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}_p \mathbf{m}_p \quad \text{ou} \quad \mathbf{d} = \mathbf{G}_i \mathbf{m}_i, \quad (1.16)$$

où \mathbf{d} contient les valeurs de phase de chaque interférogramme, pour un même pixel, et \mathbf{m}_p l'évolution temporelle de la phase de ce pixel, ou \mathbf{m}_i les incréments de phase entre chaque acquisition. Selon le schéma choisi, on aura,

$$\mathbf{G}_p = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & \cdots & 0 & 1 & 0 \\ & & & \cdots & & & \\ -1 & 0 & \cdots & 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

ou,

$$\mathbf{G}_i = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 & \cdots & 1 & 1 & 0 \\ & & & \cdots & & & \\ 1 & 1 & \cdots & 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Inverser ce système permet de retrouver ϕ^i ou $\delta\phi^i$ et donc l'évolution de la phase interférométrique au cours du temps. N'étant pas toujours inversible, au sens des moindres carrés, il est nécessaire d'appliquer des méthodes de régularisation de problèmes inverses.

L'analyse d'un réseau d'interférogrammes permet d'utiliser la redondance d'informations et ainsi de minimiser le bruit dû aux prétraitements (i.e. plusieurs interférogrammes contiennent la même information à propos d'un même incrément de

phase). Selon les différentes méthodes d'inversion, cette redondance est aussi utilisée afin de s'affranchir des effets de la décorrélation spatiale ou temporelle, une des principales limitations de l'interférométrie SAR.

Selon les stratégies utilisées, la nature des contributions à la phase interférométrique peut varier (i.e. correction atmosphérique stratifiée ou non, aplatissement des effets d'orbites ou non, déroulement ou non). Par conséquent, la série temporelle ne reflétera pas les mêmes phénomènes. Différentes stratégies sont mises en oeuvre pour décorreler les effets atmosphériques et orbitaux résiduels du signal de déformation.

Nous séparerons la présentation des analyses en séries temporelles en deux grands types de méthodes, d'un coté les méthodes de type Small BAseline Sub-set (*Berardino et al., 2002*), de l'autre, les méthode de type "Persistent Scatterers" (*Ferretti et al., 2000; Hooper et al., 2004*), avant de présenter une approche nouvelle permettant la prise en compte de la répartition du bruit dans les interférogrammes.

1.3.2 Méthodes d'analyse en séries temporelles

1.3.2.1 Approche en "Small BAseline Subsets"

Le terme "Small BAseline Subsets" (SBAS) est le nom d'une méthode d'analyse en séries temporelles développée par *Berardino et al. (2002)*. Cependant, plusieurs approches similaires ont été implémentées et le terme est devenu générique d'un certain type de méthodes.

Le principe de base repose sur l'utilisation de nombreux interférogrammes, ayant de courtes lignes de bases temporelles et perpendiculaires afin de minimiser la décorrélation, pour retrouver l'évolution de la phase dans le temps. Les interférogrammes sont donc regroupés en "Subsets" (sous-jeux de données, littéralement, Figure 1.12) et l'inversion est réalisée de manière indépendante pour chaque pixel. La principale nouveauté de cette approche repose dans l'utilisation d'interférogrammes dont la cohérence est maximale, mais contenant un faible signal de déformation. Si ce signal de déformation est cohérent dans le temps, il ressortira du bruit.

Méthode en moindre carrés - Une fois les interférogrammes calculés, filtrés et déroulés, *Usai (2003)* propose d'inverser le système linéaire de chaque "subset" pour retrouver les valeurs de phase en utilisant la solution en moindres carrés non pondérée (Fig. 1.12) :

$$\mathbf{m}_p = (\mathbf{G}_p^T \mathbf{G}_p)^{-1} \mathbf{G}_p^T \mathbf{d}. \quad (1.19)$$

Si le jeu de données est constitué de plusieurs "subsets" (Fig. 1.12), le rang de la matrice $\mathbf{G}_p^T \mathbf{G}_p$ est inférieur au nombre de paramètres recherchés. Il est dans ce

cas nécessaire d'inverser chaque "subset" séparément. Le problème est alors de référencer chaque "subset" par rapport aux autres. *Usai (2003)* propose d'interpoler linéairement les "subsets" déconnectés qui échantillonnent la même période (Fig. 1.12). Cette méthode permet ainsi de raccorder les "subsets", mais le lien entre groupes d'images est fortement dépendant du niveau de bruit de la série temporelle.

Méthode SBAS - Dans le cas de "subsets" déconnectés, *Berardino et al. (2002)* proposent d'estimer le taux de variation de phase entre chaque acquisition, avec la méthode SBAS :

$$\Phi^{i,j} = \sum_{k=i}^{j-1} (t_{i+1} - t_i) v_i, \quad (1.20)$$

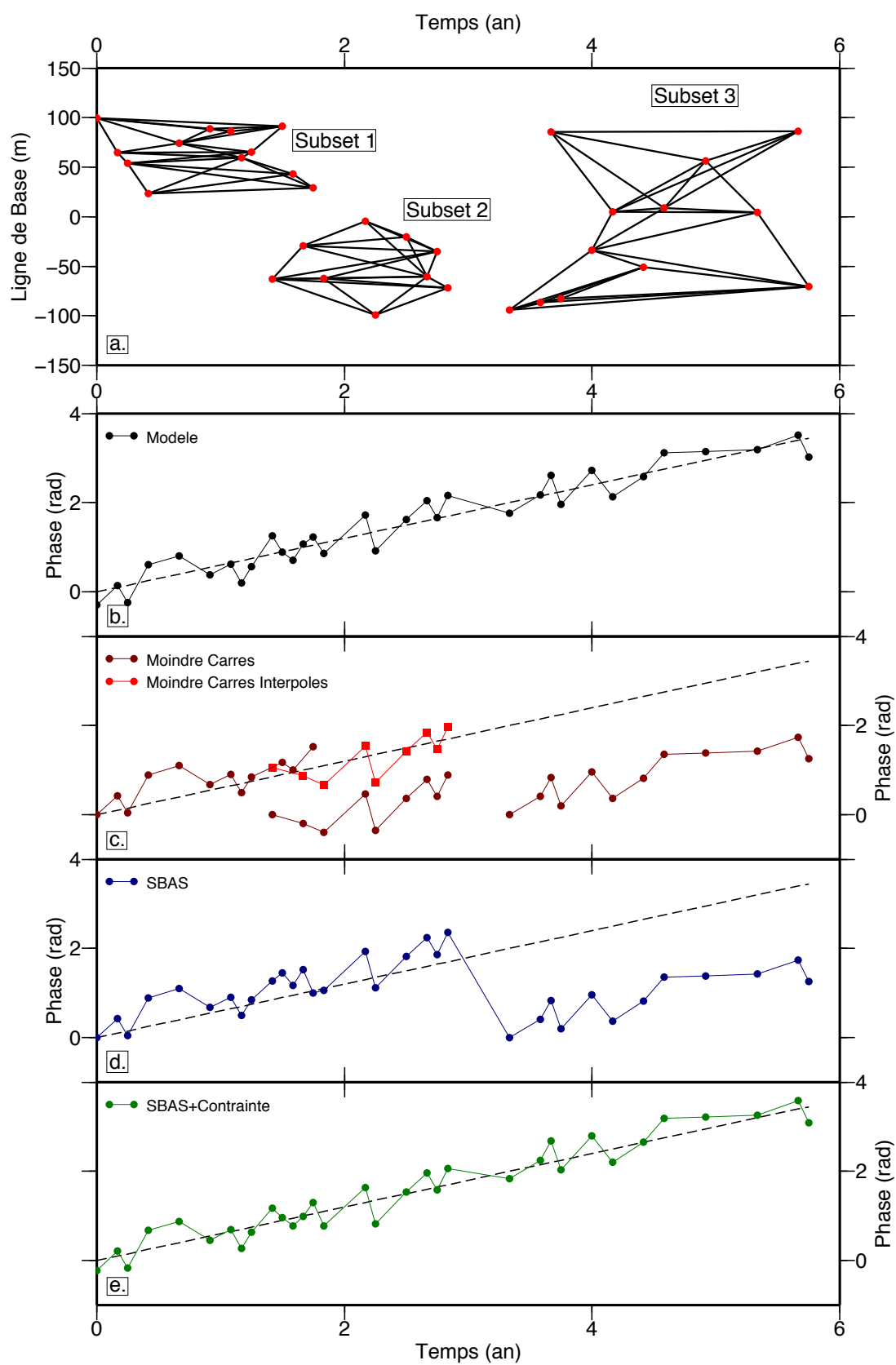
où, t_i est la date d'acquisition de la i ème image, et v_i le taux de variation de phase estimé entre les acquisitions i et $i + 1$. Le problème inverse devient alors de la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= \mathbf{B}\mathbf{v} \\ \text{où, à la ligne } m, \text{ correspondant au couple } (i, j) &\begin{cases} \forall n \in [i, j - 1] \mathbf{B}_{m,n} = t_{n+1} - t_n \\ \text{sinon } \mathbf{B}_{m,n} = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (1.21)$$

où, \mathbf{v} est le vecteur des taux de variation de phase. Ce problème inverse est résolu en utilisant une décomposition en valeur singulière (SVD) :

$$\mathbf{d} = \mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T \mathbf{v} \quad \text{donc} \quad \mathbf{v} = \mathbf{V}\mathbf{S}^+ \mathbf{U}^T \mathbf{d}, \quad (1.22)$$

FIGURE 1.12 (facing page) – **Comparaison de trois méthodes d'inversion sur des données synthétiques** - **a.** Représentation ligne de base temporelle, ligne de base perpendiculaire de trois jeux d'interférogrammes synthétiques utilisés pour comparer les méthodes d'inversion développées par *Usai (2003)*, *Berardino et al. (2002)* et *Lopez-Quiroz et al. (2009)*. **b.** Evolution temporelle simulée d'un pixel dans le temps. La ligne pointillée représente l'évolution linéaire de la déformation du sol. La courbe noire pleine est la somme de la déformation du sol et d'un bruit blanc gaussien d'amplitude égale à 1 rad. **c.** Evolution temporelle du pixel déduite de la méthode d'inversion en moindre carrés proposée par *Usai (2003)* avant interpolation des "subsets" présentant un recouvrement temporel (rouge sombre) et après (rouge vif). Les trois subsest sont inversés séparément, puis interpolés si ils présentent un recouvrement. **d.** Evolution temporelle du pixel déduite de la méthode d'inversion SBAS, proposée par *Berardino et al. (2002)*. Le décalage entre les "subsets" 2 et 3 est causé par l'organisation temporelle des "subsets" 2 et 3. Dans la méthode SBAS, un filtrage spatio-temporel permet de réduire l'influence des effets atmosphériques (ici, symbolisés par le bruit blanc). **e.** Evolution temporelle du pixel déduite de la méthode d'inversion proposée par *Lopez-Quiroz et al. (2009)*. Un modèle linéaire est imposé comme contrainte.



où, \mathbf{U} contient les vecteurs propres de $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$, \mathbf{V} contient les vecteurs propres de $\mathbf{B}^T\mathbf{B}$, \mathbf{S} contient sur sa diagonale les valeurs propres de $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$ et \mathbf{S}^+ , l'inverse des valeurs propres de $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$. Cette méthode permet d'estimer un vecteur \mathbf{v} de vitesses minimales satisfaisant au problème posé par l'équation 1.20. Au delà d'une estimation de la vitesse entre les acquisitions SAR, il est possible d'imposer un ordre supérieur à la déformation (*Berardino et al., 2002*). L'algorithme complet SBAS permet aussi une ré-estimation des erreurs de déroulement par correction des erreurs de MNT et une estimation des perturbations atmosphériques.

Une étape d'intégration temporelle est ensuite nécessaire afin de retrouver l'évolution temporelle d'un pixel (Fig. 1.12). Ainsi, il est possible d'estimer un jeu de vitesses cohérent pour deux "subsets" échantillonnant la même période (i.e. "subsets" 1 et 2, Fig. 1.12). Le problème reste entier pour deux "subsets" totalement déconnectés (i.e. saut de phase observé entre les "subsets" 2 et 3, Fig. 1.12).

Méthode SBAS contrainte - A partir d'interférogrammes corrigés des effets atmosphériques stratifiés, *Lopez-Quiroz et al. (2009)* proposent de résoudre le problème posé par les liens manquant entre "subsets" en imposant une contrainte à l'inversion. Le problème inverse permettant de retrouver les incréments de phase entre chaque acquisition est régularisé quelque soit la distribution des interférogrammes dans les "subsets" en rajoutant un modèle d'évolution de la phase :

$$\phi^i = \sum_{k=1}^{i-1} \delta\phi_k = f(t_i), \quad (1.23)$$

où, $f(t)$ est une fonction du temps, typiquement un polynôme. *Lopez-Quiroz et al. (2009)* appliquent un polynôme d'ordre 2 tandis que *Jolivet et al. (2011b)*, (voir chapitre 4) utilisent seulement le premier ordre. Ces deux auteurs ajoutent à cette contrainte temporelle un terme de correction du MNT, proportionnel à la ligne de base perpendiculaire des interférogrammes. Figure 1.12, on remarque l'effet de cette contrainte sur la continuité de la phase dans le temps, même pour deux "subsets" déconnectés.

Afin que cette contrainte n'empêche pas de retrouver l'évolution temporelle "réelle" de la phase, il est nécessaire de la pondérer. Un poids très faible est affecté aux lignes de la matrice relative à la contrainte. Si pour un pixel donné, tous les liens sont présents, la contrainte n'a aucune influence sur les valeurs de phase retrouvées. Au contraire, si deux "subsets" sont déconnectés, la contrainte permet de lier les deux évolutions. Cette estimation *a priori* de l'évolution de la déformation peut bien sûr poser un problème si aucun interférogramme ne couvre une période de forte variation de phase, mais aucune méthode ne permet de décrire un événement non couvert par aucun interférogramme.

L'application d'une contrainte permet aussi d'estimer un modèle d'évolution temporelle simultanément au recouvrement de la série temporelle. *Jolivet et al.*

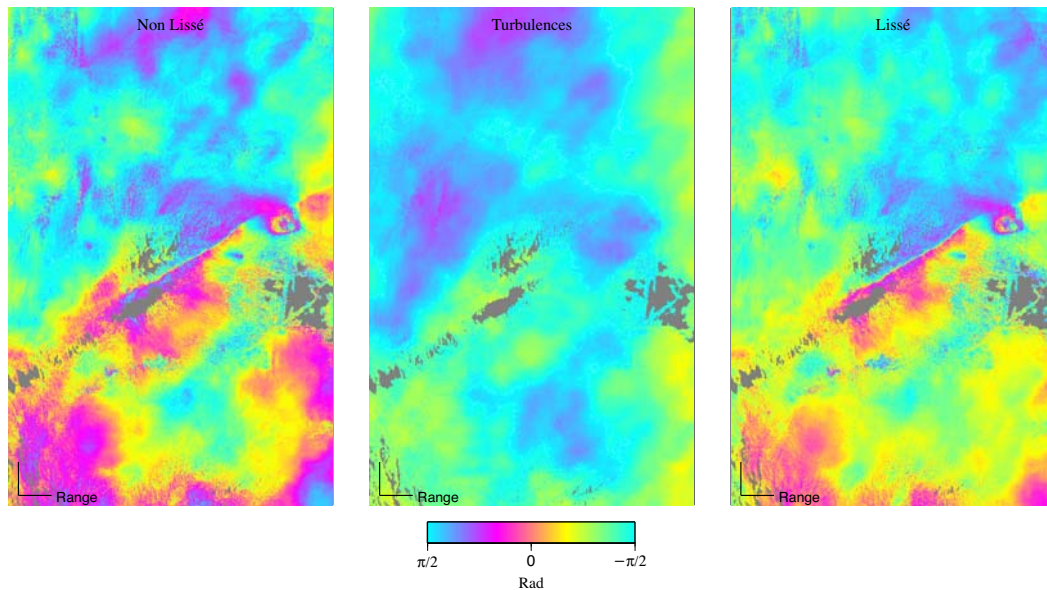


FIGURE 1.13 – **Lissage et atmosphère turbulente** - Carte de phase reconstituée par inversion en séries temporelles en appliquant un lissage temporel gaussien, à droite, ou non, à gauche. Le lissage permet de réduire l'influence des termes aléatoires dans le temps, correspondant aux turbulences atmosphériques, au milieu (chapitre 5)

(2011b) analysent les vitesses moyennes de déformations tirées de l'équation de contrainte imposée. Cette vitesse de déformation est différente de celle estimée à l'aide d'un processus de "stacking", et est assurément plus robuste. Le "stacking" consiste à calculer une moyenne, au sens des moindres carrés, des vitesses mesurées par chaque interférogramme. L'équation de contrainte permet elle d'inverser la vitesse moyenne sur les valeurs de phase inversées dans le temps et donc de bénéficier d'un plus grand échantillonnage temporel.

Estimation des effets atmosphériques - La plupart du temps, les auteurs considèrent les effets atmosphériques, stratifiés et turbulents, comme aléatoires dans le temps. Dans ce cas, un filtrage approprié permet, en théorie, de corriger une série temporelle de tels effets. Nous insistons cependant encore une fois sur le fait qu'une correction du délai interférométrique lié aux variations de stratification atmosphérique avant le traitement en séries temporelles permet de diminuer le biais à long terme dû à des acquisitions non régulières (Doin *et al.*, 2009).

Berardino *et al.* (2002) proposent de filtrer la série temporelle *a posteriori*. Les fluctuations dues à l'atmosphère sont considérées par Berardino *et al.* (2002) comme ayant une longueur d'onde temporelle courte, de l'ordre du jour, mais une longueur d'onde spatiale de l'ordre de la taille d'un interférogramme. Par consé-

quent, un filtre temporel passe-bas et spatial passe-haut permet d'estimer ces variations.

Considérant que les turbulences atmosphériques sont aléatoires dans le temps et l'espace, certains auteurs utilisent préférentiellement un filtrage uniquement temporel et réalisé simultanément à l'inversion en séries temporelles (Fig. 1.13). *Schmidt and Bürgmann* (2003) proposent d'inverser simultanément les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} d = \mathbf{G}_i \mathbf{m}_i \\ 0 = \gamma^2 \frac{dm_i}{dt}, \end{cases} \quad (1.24)$$

où, γ est un coefficient de lissage. L'ajout de cette deuxième équation permet de minimiser les accélérations et donc de filtrer les hautes fréquences temporelles. Plus γ est grand (resp. petit), plus (resp. moins) l'influence de cette équation sur la solution se fait sentir, et plus (resp. moins) la série est lissée. Le choix de γ peut se faire selon différents critères (L-curve, CVSS, analyse visuelle directe...) mais reste, selon les auteurs, largement subjectif.

De manière similaire, *Cavalié et al.* (2007) utilisent un filtrage laplacien, tout en pondérant chacun des termes du lissage. Les équations sont :

$$\begin{cases} d = \mathbf{G}_p \mathbf{m}_p \\ 0 = \gamma^2 w_j \frac{d^2 m_p}{dt^2}, \end{cases} \quad (1.25)$$

où w_j est un poids relatif à l'amplitude de la turbulence atmosphérique de chaque date. Pour une date j fortement affectée par les turbulences atmosphériques, le poids w_j sera faible, et le lissage sera déterminé à partir des acquisitions plus fiables. La phase lissée des acquisitions fortement bruitées sera ainsi fortement influencée par celle des acquisitions stables. Cette méthode a été utilisée notamment afin d'estimer les mouvements verticaux liés aux cycles de charge et décharge du Lake Mead, Nevada. Une méthode de lissage de séries temporelles basée sur la méthode des moindres carrés généralisée est présentée au chapitre 5 (*Jolivet et al.*, 2011c).

Malgré les biais introduits, notamment lors de l'analyse des phénomènes transitoires, le filtrage temporel reste à ce jour la meilleure façon de corriger la majeure partie des délais atmosphériques aléatoires dans le temps. Avec l'arrivée de satellites permettant un meilleur échantillonnage temporel, tel Sentinel-1 et 2⁹, il deviendra plus facile de discriminer les phénomènes atmosphériques des signaux de déformation, transitoires ou finis.

Analyse en “réseau d'interférogrammes” - En se basant sur la redondance d'information utilisée dans les méthodes de type SBAS, *Biggs et al.* (2007) et *Elliott et al.* (2008) appliquent une méthode itérative afin d'estimer les contributions

9. European Space Agency

orbitales et atmosphériques simultanément au modèle de déformation. Les itérations consistent à (1) estimer les résidus orbitaux sur chaque interférogramme déroulé, inverser le réseau interférométrique afin de ré-estimer ces résidus, et corriger chaque interférogramme, (2) estimer une corrélation entre phase et topographie sur chaque interférogramme, ré-estimer cette corrélation de manière similaire, et corriger chaque interférogramme, (3) construire une carte de taux de variation de phase à l'aide d'une méthode en moindres carrés, et estimer un modèle de déformation tectonique associé. Une fois le modèle de déformation estimé, on le soustrait aux interférogrammes initiaux, afin de répéter les étapes (1) et (2). Le modèle de déformation est ensuite rajouté pour les étapes (3) et (4). Ce schéma est répété plusieurs fois, jusqu'à ce que le modèle de déformation converge vers un modèle stable.

Cette méthode a été appliquée à la mesure des déformations intersismiques associées à la faille de Denali, Alaska (*Biggs et al.*, 2007) et à la faille de l'Altyn Tagh, Tibet (*Elliott et al.*, 2008). Son principal atout est de faire converger tous les prétraitements applicables aux interférogrammes ainsi que le modèle de déformation vers une solution unique. De plus, ces itérations sont, *a priori*, automatiques, et permettent ainsi un traitement rapide. Cependant, elle ne permet pas de retrouver l'évolution temporelle de la déformation.

1.3.2.2 “Persistent Scatterers”

Les techniques de séries temporelles basées sur la détection et le suivi temporel de pixels stables dans le temps sont apparues au début des années 2000 (*Ferretti et al.*, 2000). Cette approche, radicalement différente des approches SBAS, consiste à analyser et modéliser l'évolution spatio-temporelle d'un échantillon de pixels présentant des critères de stabilité d'amplitude et de phase dans le temps. Les principales différences entre ces méthodes résident d'ailleurs dans la stratégie de reconnaissance et de sélection des Permanent ou Persistent Scatterers (appelés PS par la suite). Un PS est un pixel dont la réponse impulsionnelle au signal radar sera dominée par un réflecteur unique, plutôt que par une addition cohérente de réflecteurs.

Les méthodes PS ont été mises au point et ont grandement fait leurs preuves pour l'étude de zones urbaines, dans lesquelles les réflecteurs sont stables dans le temps et correspondent à des modes de réflexions non volumiques (simple ou double réflexion). Elles ont ensuite évolué pour s'adapter à l'étude de phénomènes géophysiques dans des environnements naturels (*Hooper et al.*, 2004). Là où une méthode SBAS sera très sensible à la décorrélation due à des diffusions multiples variables dans le temps (zones boisées...), les techniques PS permettent de repérer un réflecteur stable au milieu de zones décohérentes. Cependant, les algorithmes utilisés restent assez complexes, et leur utilité n'est pas forcément démontrée dans les zones où la cohérence radar est assez bonne.

Nous présentons, dans cette section, un petit nombre de méthodes PS permettant de prendre la mesure des qualités et défauts de ce type de technique. La stratégie développée dans chacune des études mentionnées ici est sensiblement la même : (1) calcul d'un réseau interférométrique adapté, (2) recherche de PS sur la base de la stabilité de leur amplitude et de leur phase dans le temps, (3) déroulement tridimensionnel, à la fois dans l'espace et dans le temps, (4) analyse des séries temporelles de chaque PS en terme de déformation et estimation des effets atmosphériques.

La première étape consiste à calculer un réseau d'interférogrammes. Tous les interférogrammes doivent être générés par rapport à une même image maîtresse, dans la même géométrie (i.e. celle de la maîtresse). Pour un jeu de données de $N + 1$ acquisitions SAR, l'opérateur calculera donc N interférogrammes. Il est recommandé de choisir l'image maîtresse de manière à limiter la décorrélation globale des interférogrammes (*Hooper et al., 2007*). Celle-ci sera donc choisie au centre du réseau interférométrique.

Recherche des diffuseurs permanents (PS) - La recherche de PS commence à partir des interférogrammes en pleine résolution (i.e. pas de moyennage spatial) et non filtrés. La première étape consiste à éliminer tous les pixels ne présentant pas une amplitude suffisamment stable dans le temps. Pour cela, l'indice de dispersion en amplitude, $D_{\mathcal{A}}$, est calculé pour chaque pixel :

$$D_{\mathcal{A}} \equiv \frac{\sigma_{\mathcal{A}}}{\mu_{\mathcal{A}}}, \quad (1.26)$$

où, $\mu_{\mathcal{A}}$ est la moyenne des amplitudes de ce pixel pour tous les interférogrammes et $\sigma_{\mathcal{A}}$, l'écart-type correspondant. Cette première sélection permet d'éliminer les pixels dont la réponse n'est pas stable dans le temps. Cependant, deux approches se distinguent déjà. Là où *Ferretti et al. (2001)* (PSInSARTM) préfèrent procéder à une forte sélection et éliminer beaucoup de pixels, *Hooper et al. (2007)*, dans un souci de garder la plus grande couverture spatiale possible, préfèrent garder tous ceux qui pourraient être potentiellement un PS.

Il est alors possible d'écrire la phase enroulée $\Psi(x, t_i)$ d'un pixel x , à un certain temps t_i , telle que :

$$\Psi(x, t_i) = \Phi_D(x, t_i) + \Phi_A(x, t_i) + \Phi_O(x, t_i) + \Phi_g(x, t_i) + \Phi_n(x, t_i), \quad (1.27)$$

où, $\Phi_D(x, t_i)$ est la variation de phase due au mouvement du réflecteur, $\Phi_A(x, t_i)$ est le délai atmosphérique, $\Phi_O(x, t_i)$ est l'effet des orbites résiduelles sur la phase, $\Phi_g(x, t_i)$ est le résidu de phase dû à l'erreur de correction des angles de visée et $\Phi_n(x, t_i)$ est un terme de bruit lié à la modification des propriétés de diffusion du réflecteur, au bruit thermique, aux erreurs de coregistration des images SAR avec

la maîtresse et aux erreurs de mesures de Doppler. Le but est de détecter les pixels dont le terme de bruit est faible. Il sera alors possible d'affecter un modèle physique à chacun des autres termes.

Ferretti et al. (2001) affinent la détection des PS lors du déroulement tridimensionnel de la phase. Dans une première approximation, ils réunissent en une seule contribution les effets orbitaux et atmosphériques. De plus, $\Phi_g(x, t_i)$ étant lié à la variation d'angle de visée, celui-ci est proportionnel à la ligne de base perpendiculaire et reflète les erreurs du MNT. Il est par ailleurs possible d'écrire que la contribution de la déformation du sol est la somme d'un terme linéaire et d'un terme non-linéaire, $\mu_{NL}(x, t_i)$:

$$\Phi_D(x, t_i) = \frac{4\pi}{\lambda} v(x) t_i + \mu_{NL}(x, t_i), \quad (1.28)$$

où, λ est la longueur d'onde du signal radar et $v(x)$ la vitesse du pixel x . La phase $\Psi(x, t_i)$ s'écrit donc, avec $B_{\perp i}$ la ligne de base perpendiculaire de l'interférogramme i :

$$\Psi(x, t_i) = C_\varepsilon(x) B_{\perp i} + C_v(x) t_i + \omega(x, t_i), \quad (1.29)$$

où, $C_\varepsilon(x)$ et $C_v(x)$ sont deux paramètres à estimer, et $\omega(x, t_i)$ est la somme de quatre contributions : les effets atmosphériques, le bruit, les effets d'orbites et les mouvements non linéaires dans le temps du réflecteur. De là, pour deux pixels, x_r et x_s proches spatialement,

$$\Delta\Phi_D(x_r, x_s, t_i) = \Delta C_\varepsilon B_{\perp i} + \Delta C_v t_i + \Delta\omega_i. \quad (1.30)$$

Dérouler la phase interférométrique revient donc à estimer les termes ΔC_ε et ΔC_v pour chaque couple de PS précédemment choisi en fonction de $B_{\perp i}$ et t_i . Dans le cas où $\Delta\omega_i$ est inférieur à π , il n'y pas d'ambiguïté entre deux pixels voisins et la phase peut être déroulée, aussi bien dans le temps que dans l'espace. Ce déroulement est alors opéré grâce à une inversion moindres carrés pondérée. Par contre, si $\Delta\omega_i$ est plus grand que π , on ne peut savoir combien de cycles de phases séparent les deux pixels. *Ferretti et al. (2000)* calculent donc la cohérence multi-images pour un pixel x , γ_x , définie par :

$$\gamma_x = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N e^{j\Delta\omega_i} \right|. \quad (1.31)$$

Il s'agit d'une mesure de cohérence temporelle pour un pixel x . Si la somme des effets non-linéaires et aléatoires dans le temps est constante (resp. aléatoire), la cohérence γ_x vaut 1 (resp. 0). Tous les pixels dont la cohérence γ_x est inférieure à une valeur γ_0 fixée par l'opérateur sont éliminés. Une fois le déroulement effectué, une étape de filtrages spatio-temporels similaires à ceux utilisés pour la méthode SBAS sont appliqués afin de décorréliser les mouvements des perturbations atmosphériques (*Berardino et al., 2002*).

Le principe de cette technique est de jouer sur la cohérence spatiale des phénomènes mesurés ici. Pour des pixels peu éloignés, la contribution atmosphérique de chacun sera peu différente, de même pour le terme non-linéaire lié au mouvement des réflecteurs. De là, seul le bruit $\Phi_n(x, t_i)$ affectera cette mesure de la cohérence multi-images. Cependant, *Hooper et al. (2007)* pointe deux défaillances possibles de cette méthode de détection des PS : (1) Si les PS détectés sur la stabilité de leur amplitude sont éloignés les uns des autres ($< 3 \text{ PS.km}^{-2}$, *Colesanti et al., 2003*), l'hypothèse de la cohérence spatiale n'est plus vérifiée. Ce cas de figure ne se présente pas dans une zone où de nombreux diffuseurs stables sont présents (en zones urbaines, essentiellement). Au contraire, dans une zone naturelle, le manque d'objets aux formes géométriques limite le nombre de PS et peut fausser le déroulement. (2) Il est nécessaire d'avoir un modèle de déplacement *a priori*. Dans le cas présenté par *Ferretti et al. (2000)*, une vitesse linéaire est imposée. Les pixels dont la déviation à cette tendance est forte ne seront pas reconnus comme des PS, et seront éliminés. L'observation de déformations non-linéaires dans le temps est donc impossible à l'aide de cette méthode.

Cette technique est donc appropriée pour la mesure de déplacements dans des zones urbaines, où les réflecteurs sont nombreux, proches et dont les taux de déplacements sont constants (*Ferretti et al., 2004; Hilley et al., 2004*). Elle ne peut clairement pas être appliquée à la mesure de déformations transitoires dans le temps, ou non-linéaires, tels les relaxations post-sismiques, les épisodes de glissements transitoires ou les mouvements pré-éruptifs des cônes volcaniques, par exemple. *Hooper et al. (2007)* proposent donc une méthode de détection des PS dans laquelle aucun *a priori* sur le comportement temporel de la déformation n'est nécessaire.

Encore une fois, le but est de quantifier l'influence du terme de bruit $\Phi_n(x, t_i)$ dans la mesure de la phase $\Psi(x, t_i)$ d'un pixel x à un temps t_i . Etant des phénomènes physiques continus spatialement, les termes de déformation $\Phi_D(x, t_i)$, de délai atmosphérique $\Phi_A(x, t_i)$ et lié aux orbites résiduelles $\Phi_O(x, t_i)$ ont une cohérence spatiale. $\Phi_g(x, t_i)$, lié à l'erreur de MNT, contient un terme cohérent spatialement et un terme aléatoire, de même pour le bruit $\Phi_n(x, t_i)$. Il est ainsi possible de filtrer les hautes fréquences des interférogrammes dans le domaine de Fourier afin d'obtenir une phase $\bar{\Psi}(x, i)$, telle que :

$$\Psi(x, t_i) - \bar{\Psi}(x, t_i) = \Phi_g''(x, t_i) + \Phi_n''(x, t_i), \quad (1.32)$$

où $\Phi_g''(x, t_i)$ et $\Phi_n''(x, t_i)$ sont les composantes spatialement aléatoires, liées aux erreurs de MNT et au bruit, respectivement. La composante aléatoire $\Phi_g''(x, t_i)$ est proportionnelle à la ligne de base perpendiculaire des interférogrammes et peut donc être estimée au cours d'une inversion non linéaire sur la phase enroulée. *Hooper et al. (2007)* définissent alors, de manière similaire à *Ferretti et al. (2000)*, une

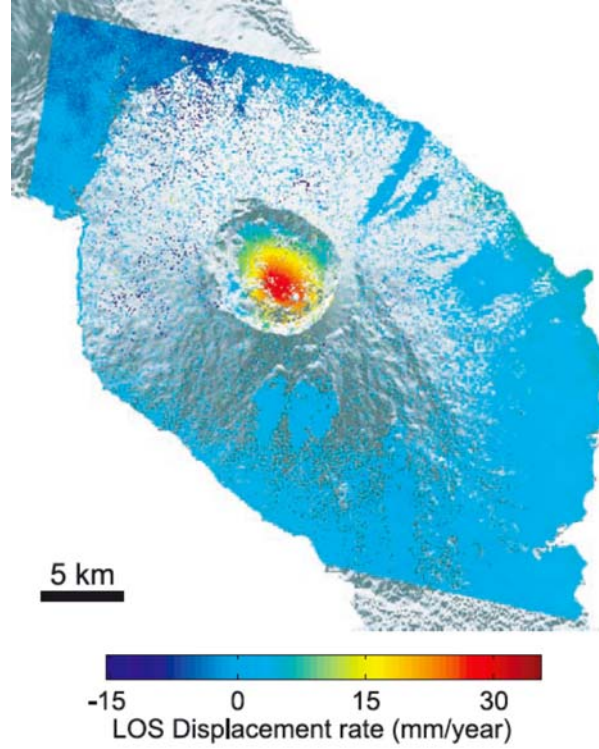


FIGURE 1.14 – **Exemple de PS** - Carte de vitesse de déformation le long de la ligne de visée, sur le volcan Alcedo, Galapagos, réalisée à l'aide de l'algorithme StaMPS (*Hooper et al., 2007*). La vitesse est mesurée relativement par rapport à la côte.

cohérence multi-images pour un pixel x , γ_x :

$$\gamma = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N e^{j(\Psi(x,t_i) - \bar{\Psi}(x,t_i) - \widehat{\Phi_g^u(x,t_i)})} \right| \sim \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N e^{j\Phi_n^u(x,t_i)} \right|, \quad (1.33)$$

où, $\widehat{\Phi_g^u(x,t_i)}$ est l'estimation de $\Phi_g^u(x,t_i)$. Si le bruit de phase non corrélé spatialement $\Phi_n^u(x,t_i)$ est constant (resp. aléatoire), alors γ sera égal à 1 (resp. 0). A partir de γ et $D_{\mathcal{A}}$, *Hooper et al. (2007)* montrent qu'il est possible de calculer la probabilité pour un pixel d'être un PS, de manière à choisir les plus probables.

Aucun *a priori* n'est nécessaire pour la détection de PS, dans ce cas. Une étape de déroulement 3D permet ensuite de retrouver l'évolution temporelle de chaque PS (*Hooper and Zebker, 2007*) et une étape de filtrage spatio-temporel permet d'estimer la contribution atmosphérique pour chaque PS (*Hooper et al., 2007*). Cette méthode appliquée sur le volcan Alcedo, aux Galapagos, révèle les mouvements liés à la cristallisation d'un filon volcanique, dans une zone où la cohérence spatiale est pourtant très faible (Fig. 1.14).

D'autres méthodes permettant de détecter de PS pourraient être citées ici, mais

nous ne nous attarderons pas plus sur le sujet (e.g. *Crosetto et al.*; *Lyons and Sandwell*, 2003; *Kampes*, 2005).

Nouvelles classes de diffuseurs - Les PS détectés à l'aide de l'une des deux méthodes présentées précédemment sont, par définition, des points dont la variation de phase est fiable. Cependant, le fait de sélectionner des pixels conduit à une perte relative d'information dans les zones cohérentes par rapport à l'utilisation des interférogrammes complets. Les nouvelles méthodes PS développées récemment mettent l'accent sur la caractérisation de nouveaux types de réflecteurs ("Slowly-Decorrelating Filtered Phase pixels", *Hooper et al.*, 2007, ou "Distributed Scatterers" *Ferretti et al.*, 2011).

Par exemple, la méthode SqueeSARTM permet d'identifier des zones étendues, de l'ordre de l'hectare, ayant une réponse statistiquement homogène sur toute la série temporelle (*Ferretti et al.*, 2011). La fonction de densité de probabilité de chaque pixel est mesurée sur les interférogrammes calculés. Cette distribution de probabilité est comparée à celle des pixels voisins. Pour une fenêtre de taille finie, on définit comme un DS ("Distributed Scatterer") un groupe de pixel connexes ayant des densités de probabilité proches. Un algorithme permet ensuite de combiner PS classiques et DS pour estimer la série temporelle avec la méthode PSInSAR (*Ferretti et al.*, 2000).

1.3.3 Covariances spatiales

Ces deux grandes classes de méthodes d'analyse en séries temporelles permettent d'estimer les déformations liées aux phénomènes tectoniques (*Funning et al.*, 2007a; *Cavalié et al.*, 2008; *de Michele et al.*, 2011, e.g.), volcaniques (*Bernardino et al.*, 2002; *Hooper et al.*, 2007, e.g.) ou hydrologiques (*Ferretti et al.*, 2001; *Schmidt and Bürgmann*, 2003, e.g.). L'utilisation de la redondance d'information permet d'estimer la contribution de l'atmosphère turbulente et ainsi d'accéder à une description spatiale fine des déformations. Cependant, traitant les pixels séparément les uns des autres, les méthodes SBAS font l'impasse sur la description des covariances spatiales au sein des interférogrammes. Une inversion proprement pondérée devrait prendre en compte la distribution spatiale du bruit présent dans la phase interférométrique et son évolution au cours du temps. Il est possible d'imaginer un schéma d'inversion afin de retrouver l'évolution de tous les pixels en même temps, tenant compte des covariances entre pixels, à l'aide de calculs répartis et d'une gestion appropriée d'un problème inverse qui impliquera des masses de données considérables.

Lohman and Simons (2005) estiment la longueur de corrélation du bruit interférométrique de l'ordre de la dizaine de kilomètres. La matrice de covariance entre pixels décrivant ce bruit au cours du temps est gigantesque (i.e. un interférogramme

implique classiquement plus d'un millions de pixels) et pleine et par conséquent, non manipulable compte tenu des performances de calculs réparties actuelles. Le déroulement en 3 dimensions, dans le cas des "Permanent Scatterers", permet de prendre en compte cette covariance spatiale et temporelle, mais la très courte longueur d'onde est évacuée du fait de la sélection des PS, et la continuité spatiale promise par l'interférométrie radar est perdue.

Une matrice de covariance spatio-temporelle complète (i.e. matrice dense) transposée dans l'espace des ondelettes se rapproche fortement d'une matrice diagonale (i.e. matrice creuse; *Lohman and Simons, 2005*). Dans la méthode d'inversion MInTS¹⁰, *Hetland et al. (2011)* proposent de décomposer chaque interférogramme en une série de coefficients d'ondelettes, qui reflètent les covariances entre pixels. La covariance entre ondelettes, au sein de chaque interférogramme, est alors négligeable. Il est possible d'inverser en série temporelle chaque coefficient d'ondelette et de recomposer par la suite les images. Dans cette approche, le modèle de variation de phase dans le temps est la combinaison de nombreuses fonctions, censées reproduire différents phénomènes tectoniques, volcaniques ou hydrologiques. La paramétrisation est guidée par l'utilisateur, qui peut chercher à modéliser, par exemple, l'évolution temporelle par la somme d'un terme linéaire, d'une fonction Heavyside associée à une décroissance logarithmique, d'un certain nombre de fonctions spline... La phase est ici modélisée et non reconstruite.

De cette manière, il est possible d'inverser la série temporelle selon un échantillonnage temporel régulier, et ainsi de s'affranchir de l'échantillonnage imposé par les acquisitions SAR. La paramétrisation est censée permettre, dans les prochaines versions de MInTS, d'inverser simultanément la contribution atmosphérique corrélée à la topographie, suivant l'approche de *Lin et al. (2010)*. De plus, il sera possible d'opérer la décomposition en ondelettes directement sur les interférogrammes enroulés, et ainsi inverser la série temporelle en résolvant les ambiguïtés de phase, à l'aide d'une paramétrisation appropriée, comme pour le traitement des données GPS.

10. Multiscale InSAR Time Series

Des images radar brutes aux séries temporelles de déplacement : approche méthodologique

Sommaire

2.1	Calcul des interférogrammes	50
2.1.1	Génération des Single Look Complex et Coregistration	51
2.1.1.1	Systeme d'acquisition et résolution.	51
2.1.1.2	Sélection du Doppler	52
2.1.1.3	Coregistration des SLCs	55
2.1.2	Génération des interférogrammes et déroulement	56
2.1.2.1	L'interférogramme	56
2.1.2.2	Filtrage adaptatif en range	57
2.1.2.3	Fenêtrage, filtrage spatial et déroulement	58
2.2	Résumé et Organisation de la chaine de traitement NSBAS	60

Nous décrivons ici la méthode de traitement utilisée au cours des travaux présentés dans ce manuscrit afin d'obtenir des interférogrammes à partir de données satellitaires radar, puis de construire des cartes de vitesse ou de déplacement. Nos exemples sont basés sur les acquisitions du satellite Envisat utilisées dans le cadre de cette thèse (Tab. 2.1). Nous présentons ici la chaine de traitement NSBAS (New Small BAseline Subset, *Lodge et al., 2011*) développée dans le cadre du projet ANR EFIDIR ¹¹. J'ai partiellement implémenté cette chaine au cours de cette thèse, en collaboration avec le Laboratoire de Géologie de l'Ecole Normale Supérieure de Paris, à partir d'algorithmes inclus dans la chaine ROI_PAC (Repeat Orbit Interferometry PACkage, Jet Propulsion Laboratory, *Rosen et al., 2004*) et de nouvelles routines. Nous mettons tout particulièrement l'accent sur tous les outils implémentés dans NSBAS concernant l'amélioration de la cohérence du signal, ainsi que du rapport signal/bruit.

11. <http://www.efidir.fr>

Altitude	788 km
Temps de Répétition	~ 35 jrs
Vitesse de vol	$\sim 7 \text{ km.s}^{-1}$
Longueur d'antenne L	10 m
Longueur d'onde	5.6 cm
PRF	1700 Hz
durée du pulse τ	$30 \mu\text{s}$
Fréquence d'échantillonnage F_s	18 MHz

TABLE 2.1 – **Le Satellite Envisat** - Caractéristiques de l'instrument ASAR et du satellite Envisat, ESA.

Dans une première section, nous détaillons certaines caractéristiques du système d'acquisition et certains principes de la mesure InSAR nécessaires pour comprendre les améliorations proposées dans NSBAS. Nous présentons les premières étapes du traitement, des données brutes aux images Single Look Complex (SLCs) coregistrées. Nous traitons ensuite de la génération d'interférogrammes, des apports du filtrage adaptatif en range, ainsi que du déroulement pour aboutir à une phase interférométrique continue. Enfin, nous présentons une vue synthétique de la chaîne NSBAS jusqu'à l'étape de l'analyse en séries temporelles.

2.1 Calcul des interférogrammes

Comme décrit au cours du chapitre 1, un interférogramme est une mesure de la variation spatiale et temporelle du libre parcours moyen d'une onde électromagnétique émise par un système SAR ¹² embarqué à bord d'un satellite en orbite autour de la Terre, puis rétrodiffusé du sol vers le satellite. Le satellite portant une antenne émettrice et réceptrice, émet des pulses d'ondes radios régulièrement vers le sol, avec une incidence θ par rapport à la direction Nadir (i.e. verticale)(Fig. 2.1). L'onde rétrodiffusée par le sol est enregistré, et une image est construite pour un passage au dessus d'une zone d'étude. Chaque pixel de l'image est caractérisé par une amplitude et une phase. L'interférogramme est le produit conjugué de deux images obtenues au cours de deux passages.

Le propos de cette partie est d'expliquer comment générer un interférogramme, tout en décrivant les améliorations proposées par la chaîne de traitement NSBAS.

12. Synthetic Aperture Radar

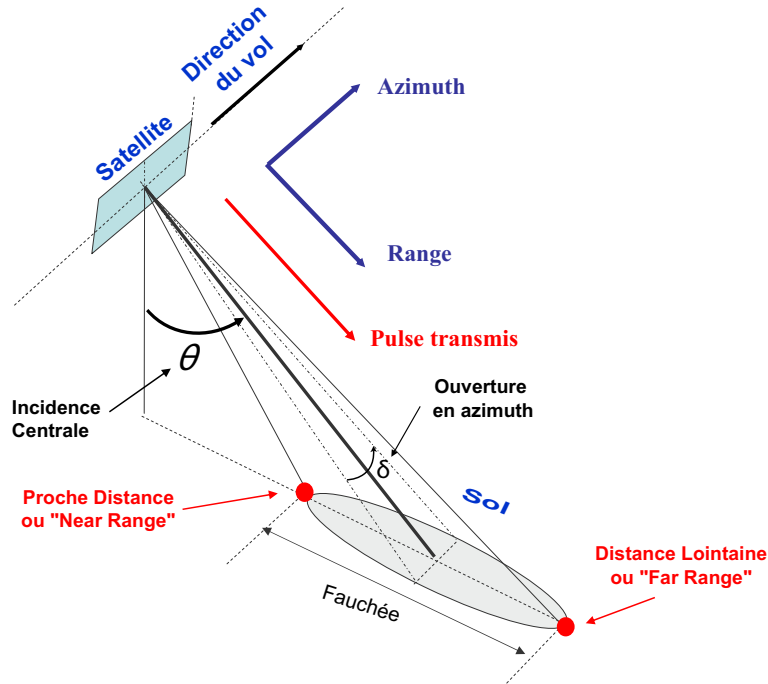


FIGURE 2.1 – **Acquisition SAR** - Schéma de l'acquisition d'une image SAR par un satellite. Le satellite est ici symbolisé par son antenne. Crédits : *Massonnet and Souyris, 2008*.

2.1.1 Génération des Single Look Complex et Coregistration

2.1.1.1 Systeme d'acquisition et résolution.

L'acquisition d'une image radar par satellite est présentée en figure 2.1. Le satellite porte une antenne, qui émet un pulse radar, de durée τ , perpendiculairement à la direction de vol, avec une incidence moyenne θ . Nous appellerons la direction de vol du satellite l'azimuth. Une partie du pulse est rétrodiffusée vers le satellite et les échos reçus seront caractérisés par leur distance au satellite ("range"). La fréquence de répétition des pulses ("Pulse Repetition Frequency" ou PRF) est suffisamment grande pour que chaque point du sol réfléchisse plusieurs pulses successifs.

Avec ce système d'acquisition, la résolution en range est donnée par :

$$\Delta_{Range} = \frac{c\tau}{2}, \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de la lumière. Pour le satellite Envisat, cette résolution est d'environ 4500 m (Tab. 2.1). La résolution en azimuth dépend de l'ouverture selon l'azimuth de l'antenne émettrice δ et du range R . Elle est donnée par :

$$\Delta_{Azimuth} = R\delta = \frac{R\lambda}{L}, \quad (2.2)$$

où, λ est la longueur d'onde du signal émis, et L la longueur de l'antenne. Pour le satellite Envisat, cette résolution est d'environ 5600 m.

Une telle résolution ne permet pas l'observation de phénomènes localisés. Au cours d'un processus appelé focalisation, que nous ne détaillerons pas ici, l'image acquise est compressée en range et en azimuth, de manière à obtenir une résolution nettement améliorée en range et en azimuth telles que,

$$\Delta_{Range} = \frac{v}{PRF} \quad \text{et} \quad \Delta_{Azimuth} = \frac{c}{2Fs}, \quad (2.3)$$

où, v est la vitesse du satellite et Fs la fréquence d'échantillonnage du radar. La compression en azimuth s'appelle la synthèse radar (Synthetic Aperture Radar, SAR). Pour le satellite Envisat, la résolution après focalisation en azimuth est de ~ 4 m en azimuth, et de ~ 8 m en range. Un exemple est donné en figure 2.2. L'image résultante est appelée une Single Look Complex (SLC), où chaque pixel est caractérisé par une valeur de phase et d'amplitude. Il existe plusieurs méthodes de focalisation dans la littérature, tel la méthode range-Doppler (*Zebker et al., 1994; Curlander and Mc Donough, 1991*) ou l'algorithme PRISME (*Massonnet et al., 1993*). La méthode utilisée pour NSBAS est la méthode range-Doppler.

2.1.1.2 Sélection du Doppler

Lors de l'acquisition d'une image par le satellite, on observe un décalage en fréquence de l'écho radar dû à l'effet Doppler (Fig. 2.3). On peut estimer le décalage Doppler ainsi que sa variation sur l'image. Il dépend de l'angle de la ligne de visée par rapport à la direction de vol. A chaque acquisition correspond un angle de visée particulier. Cet angle conditionne la vitesse relative de la cible par rapport à l'antenne. Il en résulte un décalage en fréquence du signal rétrodiffusé pour une même cible au sol, dont la valeur maximale varie selon le temps d'illumination.

Il est impossible de calculer un interférogramme à partir de deux images présentant des angles de visée trop différents : la cohérence spatiale de l'interférogramme dépend de cet angle (section 2.1.2.2). Il est donc nécessaire de choisir une bande de fréquence Doppler commune aux deux acquisitions, afin de focaliser les deux images dans une même géométrie. De cette manière, on simule un angle de visée en azimuth identique pour les deux images. Plusieurs méthodes sont disponibles pour mesurer la bande de fréquence Doppler d'une image (moyenne quadratique de la transformée de Fourier en azimuth, corrélations par points voisins...) mais nous ne nous attarderons pas sur le sujet.

Dans la chaîne de traitement NSBAS, nous décidons de focaliser toutes les images au même Doppler. De cette manière, il n'est pas nécessaire de procéder à la focalisation de chaque image à chaque calcul d'interférogramme. (1) On estime, en fonction du range, la bande de fréquence Doppler associée pour chaque image et sa valeur médiane (i.e. Doppler centroid), (2) on choisit une bande de fréquence

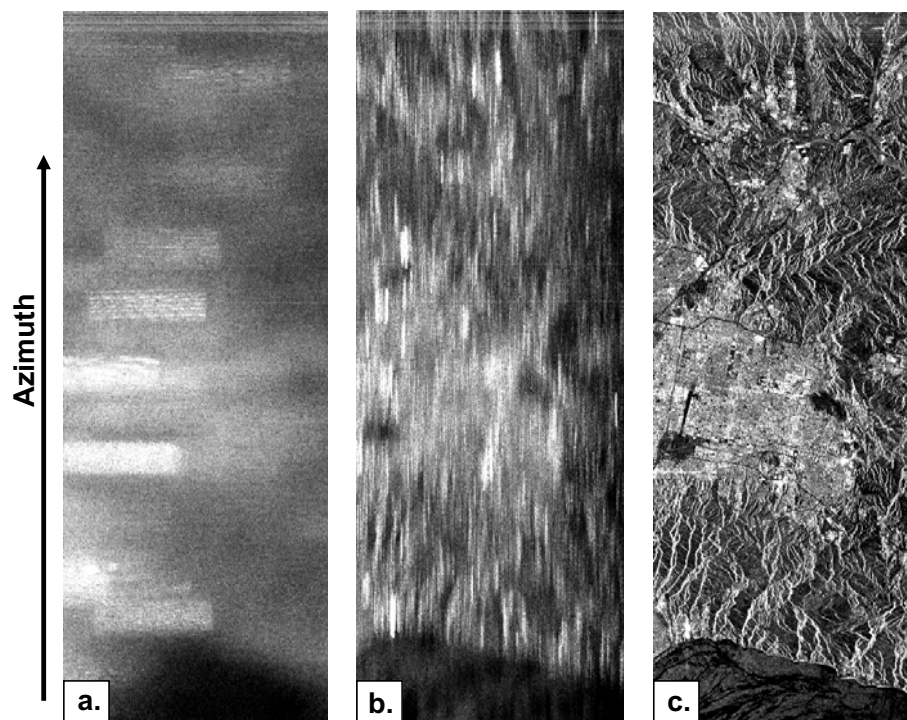


FIGURE 2.2 – **Focalisation** - **a.** Image radar brute avant synthèse d’ouverture et compression en range. **b.** Image radar après compression en range. **c.** Image radar après compression en range et synthèse d’ouverture en azimuth (ie. Single Look Complex). Crédits : *Massonnet and Souyris, 2008*

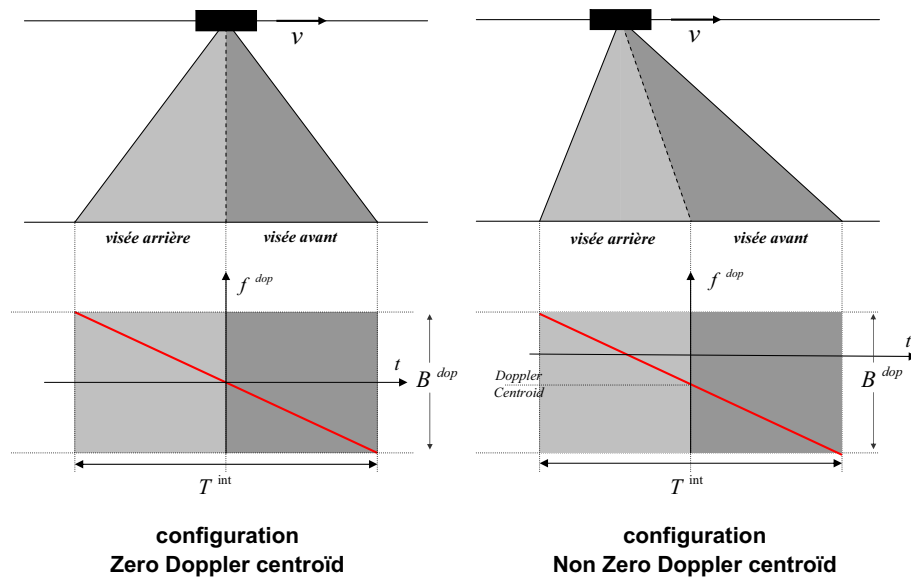


FIGURE 2.3 – **Effet Doppler dans une image SAR** - Représentation schématique de l'acquisition d'une image SAR dans deux configurations. (1) Configuration zéro Doppler : La ligne de visée du satellite est perpendiculaire à la direction de vol. Dans ce cas, le Doppler centroid correspond au point illuminé à $T^{int}/2$. (2) Configuration non-zéro Doppler : La ligne de visée du satellite n'est pas parfaitement perpendiculaire à la direction de vol. Le point situé le plus près du satellite n'est pas le point illuminé à $T^{int}/2$. La bande de fréquence Doppler B^{dop} est décalée. Crédits : *Massonnet and Souyris (2008)*

Doppler commune à toutes les images, (3) la focalisation est faite dans cette bande de fréquence. Si la bande de fréquence Doppler d'une image est hors de la bande choisie, l'image n'est pas utilisée. Cette bande de fréquence n'est pas la bande de fréquence optimale pour chaque image, mais la perte de cohérence associée est acceptable pour nos jeux de données.

2.1.1.3 Coregistration des SLCs

Un interférogramme ne peut être calculé qu'entre deux SLCs dont les pixels recouvrent la même zone. La coregistration de deux SLC entre elles (i.e. recalage spatial des deux SLCs) est un préalable au calcul de l'interférogramme. La technique la plus classique utilisée est basée sur des méthodes de corrélation d'images. Les décalages entre pixels sont estimés en corrélant les images d'amplitude des deux SLCs. Une fonction de l'azimut et du range est estimée pour faire la transformation d'une image esclave dans la géométrie de la maîtresse, selon l'équation suivante :

$$f(x, y) = Ax^2 + Bx + Cy^2 + Dy + Exy + F, \quad (2.4)$$

où, x est le range, y l'azimut, et A, B, C, D, E et F les paramètres à estimer. Cette étape de coregistration des SLCs a été augmentée dans NSBAS d'une ré-estimation des termes en range à l'aide du Modèle Numérique de Terrain (MNT) de la zone étudiée, ainsi que des orbites du satellite. Ceci contribue à l'augmentation de la cohérence des interférogrammes.

La stratégie adoptée dans NSBAS est de choisir une maîtresse pour toute la série d'images, afin de ne faire la coregistration qu'une seule fois par SLC, et non pas à chaque calcul d'interférogramme. Le volume de données produit est ainsi grandement diminué et tous les interférogrammes sont calculés dans la même géométrie. *Hooper et al. (2007)* définissent la cohérence totale de l'image i , ρ_{total}^i , comme étant le produit des cohérences temporelles, $\rho_{temporel}^i$, spatiales $\rho_{spatiale}^i$ et liées au Doppler, $\rho_{doppler}^i$ par,

$$\begin{aligned} \rho_{total}^i &= \rho_{temporel}^i \rho_{spatiale}^i \rho_{doppler}^i \rho_{thermique} \\ &\simeq \left(1 - \frac{T^i}{T_c}\right) \left(1 - \frac{B_{\perp}^i}{B_{\perp c}}\right) \left(1 - \frac{D^i}{D_c}\right) \rho_{thermique}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

où, T^i est le temps écoulé entre l'acquisition de la maîtresse et de l'image i , B_{\perp}^i la ligne de base perpendiculaire entre la maîtresse et l'image i (Fig. 2.4) et D^i la différence de Doppler centroid moyen entre la maîtresse et l'image i . T_c , $B_{\perp c}$ et D_c sont les termes critiques, caractérisant la zone d'étude et l'instrument d'acquisition, au delà desquels la cohérence est nulle. Cette cohérence est un indice de la qualité de l'interférogramme calculé entre la maîtresse et l'image i , tenant compte des variations de réponse du sol au cours du temps ainsi que de la géométrie d'acquisition.

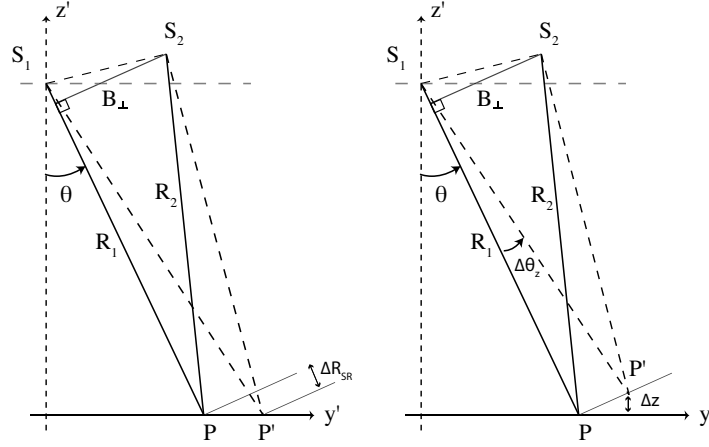


FIGURE 2.4 – **Géométrie d'acquisition** - Schémas de l'acquisition de deux images SAR par un même satellite sur la même zone permettant d'apprécier l'estimation du terme de "Terre plate", à gauche et de la sensibilité en hauteur, à droite. Crédit : Thèse S. Guillaso.

En partie 2.1.2, nous expliquons le lien entre ces paramètres et la cohérence d'un interférogramme. L'image maîtresse est choisie de telle manière que $\sum_{i=1}^N \rho_{total}^i$ soit maximale pour N images.

Une fois les SLCs focalisées au même Doppler et coregistrées dans la géométrie de l'image maîtresse, les interférogrammes peuvent être calculés.

2.1.2 Génération des interférogrammes et déroulement

2.1.2.1 L'interférogramme

La figure 2.4 est une représentation schématique de deux acquisitions SAR du même endroit. On considère deux images SAR complexes (amplitude ; phase) $u_1(x, r)$ et $u_2(x, r)$. Nous nous intéressons aux valeurs de phase $\Phi_1(x, r)$ et $\Phi_2(x, r)$, où x est l'azimuth et r le range d'un pixel. On décompose la phase en deux termes :

$$\Phi_1(x, r) = \Phi_1^{propre}(x, r) + \frac{4\pi}{\lambda}R_1, \quad (2.6)$$

où, R_1 est le trajet de l'onde depuis le satellite jusqu'au sol à l'acquisition 1, λ la longueur d'onde du signal et $\Phi_1^{propre}(x, r)$, la phase propre du pixel, dépendante des interactions entre l'onde et le sol. Cette phase propre est très difficilement estimable et aléatoire dans l'espace. La phase d'une SLC est donc aléatoire (Fig. 1.2). Grâce à la faible différence d'angle de visée, on peut considérer que la phase propre d'un pixel est constante entre deux acquisitions. De là,

$$\Phi^{1,2}(x, r) = \Phi_1(x, r) - \Phi_2(x, r) = \frac{4\pi}{\lambda}(R_1 - R_2), \quad (2.7)$$

où, $\Phi^{1,2}(x, r)$ est l'interférogramme. Dans la pratique, l'interférogramme est obtenu en calculant le coefficient de corrélation $\rho(x, r)$ entre les deux images pour chaque pixel,

$$\rho(x, r) = \frac{u_1(x, r)u_2^*(x, r)}{\sqrt{|u_1(x, r)|^2|u_2(x, r)|^2}}. \quad (2.8)$$

Ce coefficient de corrélation est un nombre complexe de module égal à 1, et de phase $\Phi^{1,2}(x, r)$, exprimée modulo 2π .

La phase interférométrique $\Phi^{1,2}(x, r)$ obtenue est cohérente le long de l'interférogramme et fait apparaître des franges (Fig. 1.2). Elle est uniquement dépendante de la différence de libre parcours des ondes entre les acquisitions 1 et 2. Cette différence de trajet est fonction de la géométrie d'acquisition, de la topographie, à cause de la différence d'angle de visée, de la variation des indices de réfraction de l'air, de la déformation du sol et d'un terme de bruit thermique.

La géométrie d'acquisition introduit dans l'interférogramme un signal, dit de "Terre plate", qui correspond à de nombreuses franges interférométriques parallèles à la direction de vol du satellite. Si on considère deux points P et P' situés à la même altitude, le trajet S-P' sera plus long que le trajet S-P d'une distance ΔR_{SR} (Fig. 2.4). Cette différence de trajet introduit un déphasage en Range, $\Phi_{TerrePlate}^{1,2}$, qui est estimé à l'aide des orbites des satellites. Il s'écrit :

$$\Phi_{TerrePlate}^{1,2} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{B_{\perp}}{R_1 \tan \theta} \Delta R_{SR}. \quad (2.9)$$

Les orbites de satellites étant connues à quelques centimètres près, un terme résiduel $\Phi_{Orb.Res.}^{1,2}$ reste dans l'interférogramme. La topographie introduit aussi une variation d'angle de visée et donc un déphasage entre deux pixels. On peut écrire, pour une variation d'altitude Δz entre deux pixel P et P', le terme de phase topographique (Fig. 2.4) :

$$\Phi_{Topo}^{1,2} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{B_{\perp}}{R_1 \sin \theta} \Delta z. \quad (2.10)$$

Cette phase topographique est estimée en utilisant un Modèle Numérique de Terrain, typiquement celui déterminé par Shuttle Radar Topography Mission (SRTM, NASA, *Farr and Kobrick, 2000*)

Une fois la phase interférométrique corrigée des termes de "Terre plate" et de topographie, le traitement et l'interprétation de cette phase interférométrique permet une mesure des déformations du sol (chapitre 1).

2.1.2.2 Filtrage adaptatif en range

Guillaso et al. (2006) décrivent la cohérence spatiale comme étant le produit d'une cohérence liée au volume des rétro-diffuseurs, γ_{Volume} et d'une cohérence liée à l'orientation de la surface moyenne de réflexion, $\gamma_{Surface}$. Pour deux pixels

de deux images SAR complexes, \vec{k}_1 et \vec{k}_2 , de modules k_1 et k_2 , on définit $\Delta k = k_1 - k_2$ et h la réponse impulsionnelle de la formation d'une image SAR. Pour une surface S dans le plan (x, y) , la cohérence de surface s'écrit :

$$\gamma_{Surface} = \frac{|\int_S e^{-2i(k \frac{B_{\perp}}{R_1} \cos\theta + \Delta k \sin\theta)y} |h(\cdot)|^2 dx dy|}{|\int_S |h(\cdot)|^2 dx dy|}. \quad (2.11)$$

Pour que $\gamma_{Surface} = 1$, il suffit que

$$\Delta k = -k \frac{B_{\perp}}{R_1 \tan\theta} = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{B_{\perp}}{R_1 \tan\theta}. \quad (2.12)$$

Cette condition correspond à un décalage spectral Δf_r , donné par,

$$\Delta f_r = \frac{2B_{\perp}}{\lambda R_1 \tan\theta}. \quad (2.13)$$

Guillaso et al. (2008) ont donc développé, et implémenté dans la chaîne de traitement NSBAS, un filtre adaptatif en range procédant à un décalage spectral avant de calculer l'interférogramme. Pratiquement, le décalage spectral est appliqué dans le domaine de Fourier, pour chaque interférogramme, en tenant compte des variations d'incidence θ et de la ligne de base B_{\perp} . Les parties non communes de ce spectre sont éliminées, avant de calculer l'interférogramme. L'implémentation de ce filtre permet d'augmenter la cohérence dans les zones montagneuses notamment, où la décorrélation liée à la variation locale d'angle de visée est forte (Fig. 2.5). Cet effet est surtout important pour les interférogrammes à grande ligne de base perpendiculaire.

Tous les interférogrammes générés au cours des travaux présentés dans cette thèse l'ont été en appliquant un filtrage adaptatif en range. Tous ont été corrigés des termes de "Terre plate" et de topographie.

2.1.2.3 Fenêtrage, filtrage spatial et déroulement

La phase interférométrique est exprimée modulo 2π . Les phénomènes observés au sol, ou dans l'atmosphère, qui contribuent aux franges interférométriques sont, eux, continus. Il est donc nécessaire de procéder à une phase dite de déroulement afin de résoudre les ambiguïtés de phase spatiale (Fig. 2.6). Plusieurs algorithmes ont été développés tel le "branch-cut" (*Goldstein et al., 1988*) ou SNAPHU (*Chen and Zebker, 2000*). Ceux-ci nécessitent souvent de moyenniser les interférogrammes sur des fenêtres plus grandes, augmentant ainsi la taille des pixels et d'appliquer un filtrage spatial, par exemple le filtre adaptatif développé par *Goldstein and Werner (1998)*. Dans tous les cas, le déroulement implique le choix d'une référence arbitraire. La phase interférométrique déroulée est donc une mesure des différences de trajet de l'onde radar entre deux pixels d'une même image.

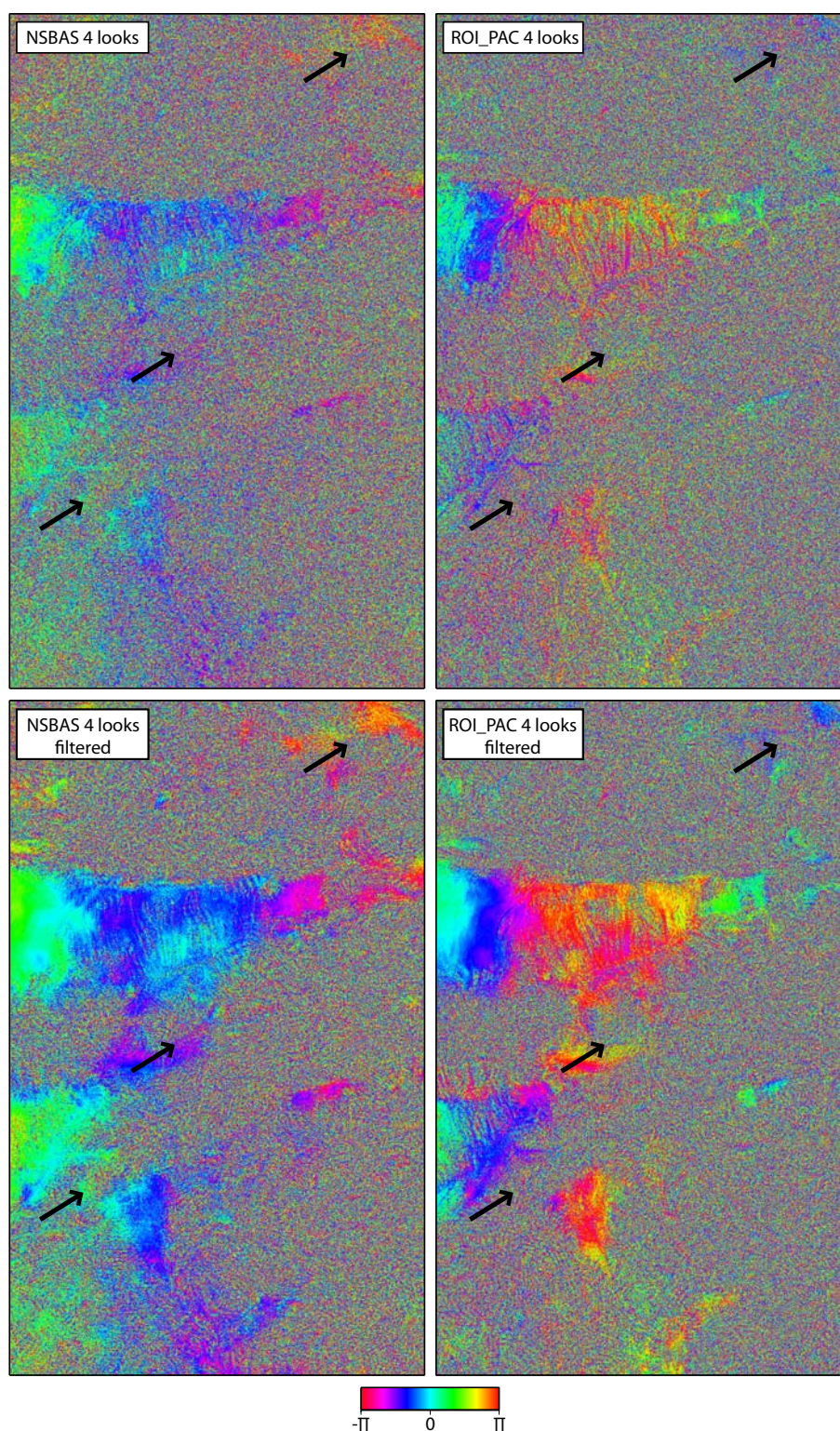


FIGURE 2.5 – **Comparaison ROIPAC-NSBAS** - Interférogrammes bruts (en haut) et filtrés avec un filtre Goldstein (*Goldstein and Werner, 1998*), produit avec la chaîne ROI_PAC (à droite, *Rosen et al., 2004*) et NSBAS (à gauche, *Lodge et al., 2011*), entre les acquisitions ENVISAT du 06-11-2007 et du 03-10-2009 sur la track 90 couvrant la zone de faille du Kunlun. La ligne de base perpendiculaire, B_{\perp} , fait 230 m. Les flèches indiquent des zones où la cohérence est meilleure grâce aux améliorations apportées à la chaîne NSBAS.

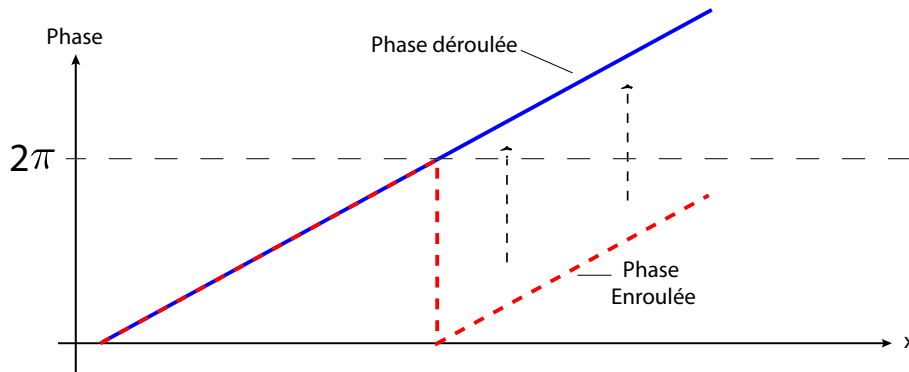


FIGURE 2.6 – **Déroulement** - Représentation schématique du déroulement de la phase interférométrique le long d'un trajet. La phase devient continue sur tout l'interférogramme.

Le déroulement est un processus sensible qui peut être faussé par le bruit de la phase (atmosphère, erreurs de MNT...). Par exemple, un fort taux de variation de phase spatial peut conduire à une situation où un seul pixel contient plusieurs cycles de phases. Il est alors impossible d'estimer l'ambiguïté de phase résultante. Des erreurs, correspondant à des variations de phase exactement égales à $2n\pi$, n entier, émaillent donc les interférogrammes. Des méthodes de correction automatiques ont été développées, et testées (*Lopez-Quiroz et al., 2009*). Nous avons procédé, dans les travaux présentés ici, à une vérification visuelle des erreurs de déroulement et à leur correction de manière manuelle.

2.2 Résumé et Organisation de la chaine de traitement NSBAS

Les principales améliorations de la chaine NSBAS (*Lodge et al., 2011*) sont : (1) Le calcul des SLCs à une même fréquence Doppler et une coregistration de toutes les SLCs à une même géométrie afin de minimiser le volume de données créées et le temps de calcul, (2) la coregistration des SLCs est effectuée en utilisant un Modèle Numérique de Terrain, ce qui a pour effet d'augmenter la cohérence des interférogrammes, (3) l'utilisation d'un filtrage adaptatif en range qui permet de maximiser la cohérence de surface (surtout efficace pour de grandes lignes de base perpendiculaires).

Une fois les interférogrammes calculés, la chaine NSBAS inclut deux types de corrections atmosphériques : (1) une méthode empirique (*Cavalié et al., 2008*), (2) une méthode prédictive avant ou après déroulement de la phase interférométrique présentée au chapitre 3. Les étapes de filtrage et déroulement de la phase ainsi que le passage de la géométrie radar (repère Range-Azimuth) en géométrie terrain (re-

père Longitude-Latitude) se font ensuite à l'aide des routines de ROI_PAC. Enfin, le traitement en séries temporelles implémenté dans NSBAS propose de multiples options : (1) séries temporelles contraintes (chapitre 4) ; (2) séries temporelles lissées (chapitre 5) ; (3) Estimation des erreurs de MNT ; (4) estimation et correction des erreurs de déroulement.

La chaîne de traitement, de la focalisation des SLCs jusqu'aux traitements en séries temporelles, est résumée en figure 2.7 et 2.8.

La chaîne de traitement NSBAS est développée au sein de l'ANR EFIDIR ¹³. Marie-Pierre Doin et Cécile Lasserre ont supervisé l'organisation et la réalisation de la chaîne. Basée sur la version 3.0 de ROI_PAC ¹⁴, cette chaîne est amplement décrite par *Lodge et al. (2011)*.

Mes contributions à l'établissement de cette chaîne de traitement ont été :

- Corrections et améliorations des scripts Perl permettant de passer des données brutes aux interférogrammes.
- Ecriture et organisation des scripts Perl qui pilotent l'enchaînement de routines Fortran 77, 90 et C++ allant depuis l'interférogramme brut jusqu'au traitement en séries temporelles.
- Traduction en Fortran 90 des codes permettant une inversion conjointe du délai troposphérique stratifié, des orbites et de la déformation écrits Fortran 77 par *Cavalié et al. (2008)*.
- Ecriture en Fortran 90 des routines et des scripts Perl permettant la ré-estimation en réseau des corrections atmosphériques.
- Développement et écriture des codes de prédiction du délai troposphérique à partir de modèles atmosphériques globaux (Chapitre 3).
- Traduction (Fortran 77 vers Fortran 90) et accélération du code d'analyse en séries temporelles contrainte.
- Développement et écriture du code d'analyse en série temporelle basée sur la solution en moindres carrés généralisée.

13. Extraction et Fusion d'Informations pour la mesure de Déplacements par Imagerie Radar

14. JPL/Caltech

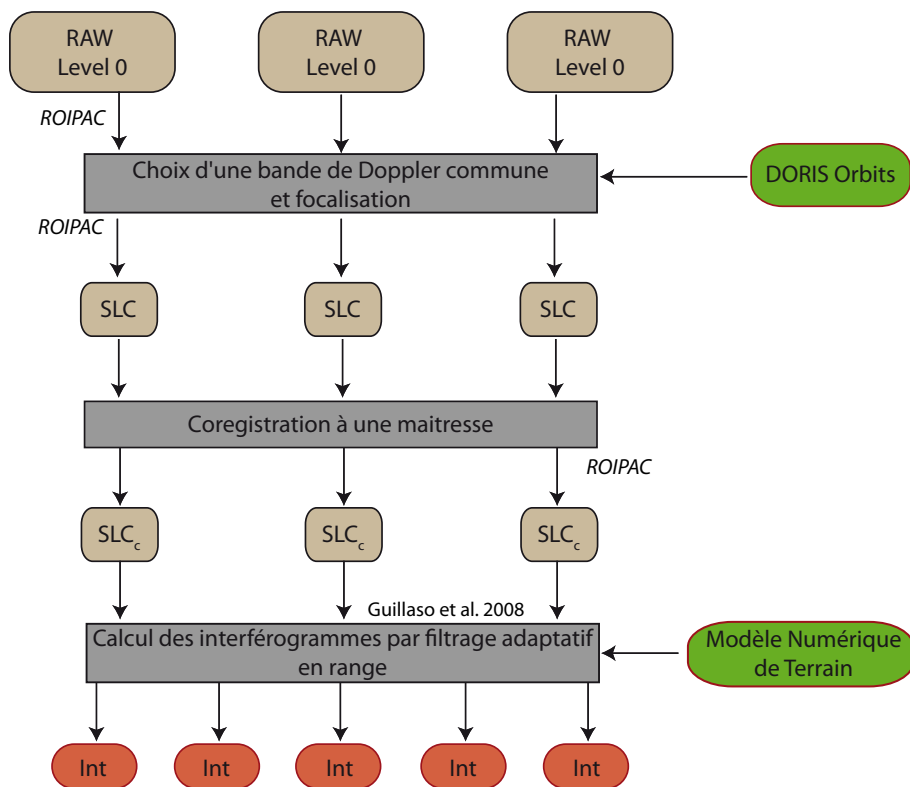


FIGURE 2.7 – **De l'image brute à l'interférogramme** - Déroulement de la chaîne interférométrique NSBAS, première partie (*Lodge et al., 2011*). L'intitulé en italique *ROIPAC* indique l'utilisation de routines de la chaîne ROIPAC. Les encadrés en vert indiquent l'apport de données extérieures.

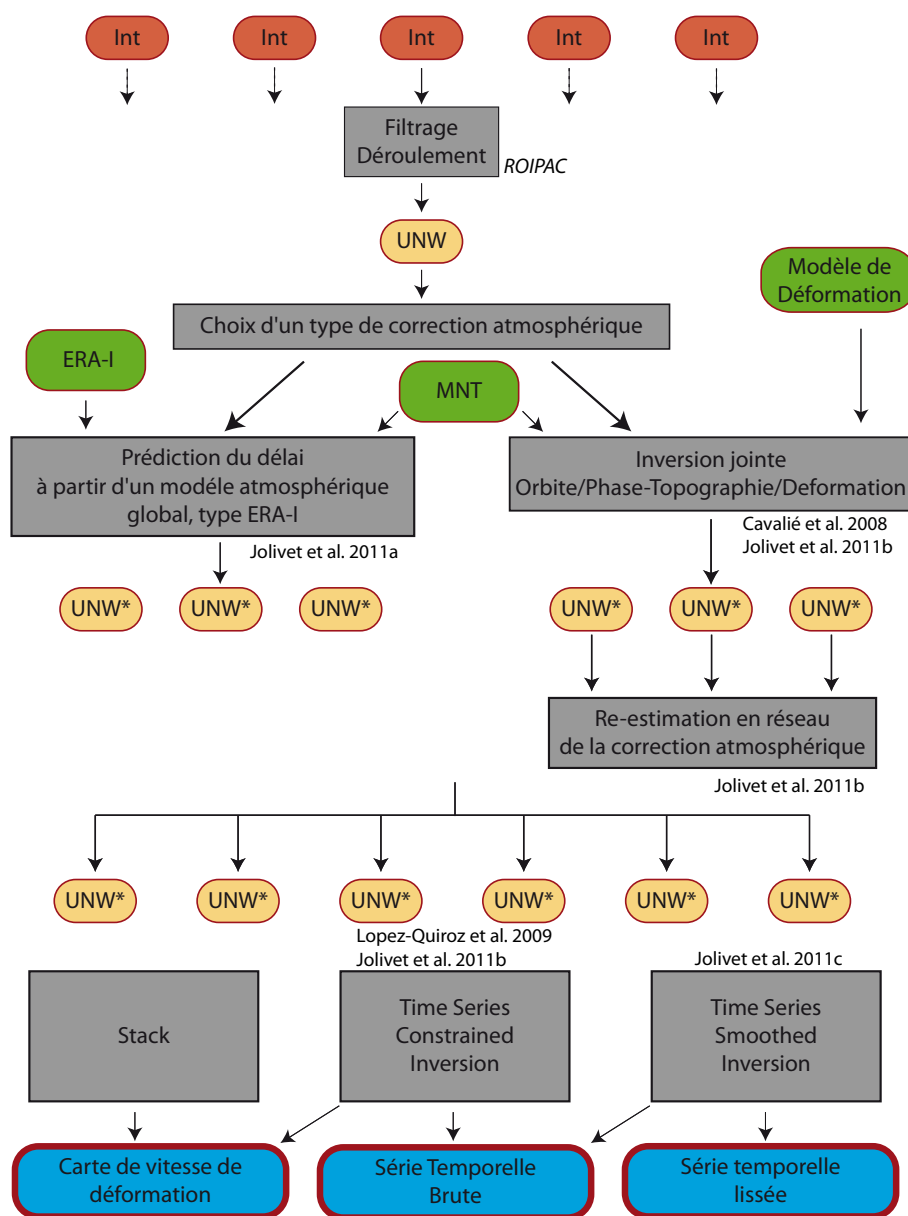


FIGURE 2.8 – De l'interférogramme à l'analyse en séries temporelles - Déroulement de la chaîne interférométrique NSBAS, seconde partie (Lodge et al., 2011). L'intitulé en italique *ROIPAC* indique l'utilisation de routines de la chaîne ROIPAC. Les encadrés en vert indiquent l'apport de données extérieures.

Correction systématique des délais troposphériques à partir du modèle météorologique ERA-I

Sommaire

3.1 Introduction	68
3.2 Atmospheric Phase Delay Modeling	69
3.3 Validation on unwrapped interferograms	72
3.4 Improving the interferometric phase unwrapping	74
3.5 Discussion	76
3.6 Conclusion	77

La phase interférométrique ainsi obtenue est une combinaison de la déformation du sol, des variations atmosphériques et des effets d'orbites résiduelles. La chaîne de traitement NSBAS permet, après filtrage et déroulement, de corriger les interférogrammes de manière indépendante du délai causé par la variation de stratification atmosphérique entre deux acquisitions, en utilisant la méthode développée par *Cavalié et al. (2008)*. Cette méthode est décrite au chapitre 1 et utilisée pour les interférogrammes couvrant la zone de Haiyuan (Chapitre 4).

Cependant, cette méthode peut produire des résultats fortement biaisés, notamment dans les régions où topographie et déformation sont fortement corrélées. Quelques études présentent les modèles de ré-estimation atmosphérique globaux comme fiables et cohérents avec les délais mesurés sur les interférogrammes, et suggèrent l'utilisation de ces modèles météorologiques afin de corriger les délais troposphériques (*Cavalié et al., 2007; Doin et al., 2009*).

Cette section a été réalisée et écrite en collaboration avec R. Grandin (ENS¹⁵), C. Lasserre (ISTerre), Marie-Pierre Doin (ENS) et Gilles Peltzer (UCLA¹⁶) et acceptée pour publication à *Geophysical Research Letters*, sous le titre "Systematic InSAR tropospheric phase delay corrections from global meteorological reanalysis data".

15. École Normale Supérieure de Paris

16. University of California, Los Angeles

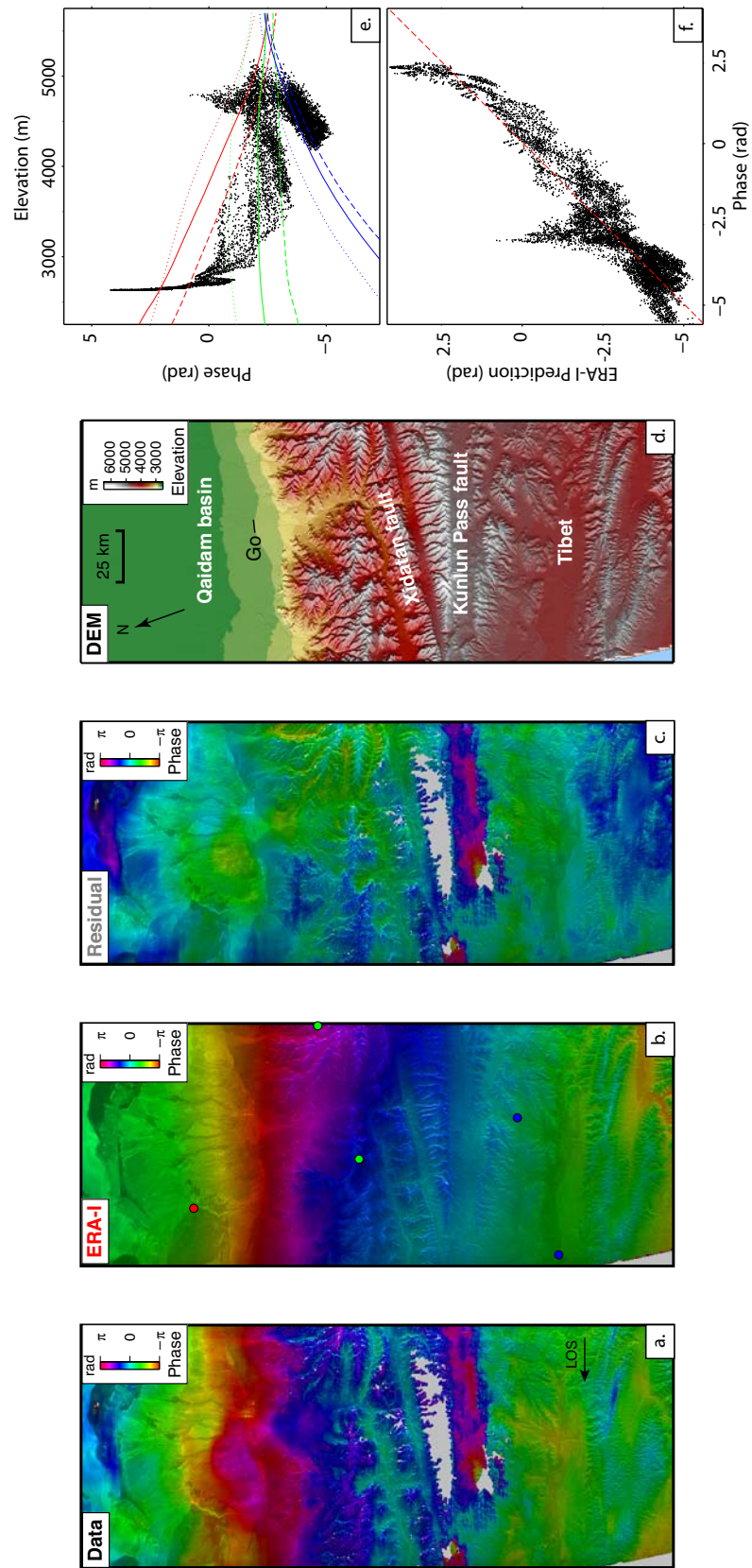
Résumé

En dépit des remarquables avancées réalisées grâce à l'Interférométrie SAR différentielle, l'estimation de faibles taux de déformation tectonique dans les zones où déformation et topographie sont spatialement corrélées reste difficile, principalement à cause du délai atmosphérique stratifié, corrélé à la topographie. Dans les zones de forts reliefs, la correction empirique de la contribution de l'atmosphère stratifiée au délai troposphérique peut conduire à une estimation biaisée des taux de déformation tectonique. Nous proposons ici une méthode de correction des effets des variations spatiales et temporelles de la stratification troposphérique, en produisant des cartes de délai troposphérique pour chaque acquisition SAR en utilisant le modèle de ré-estimation météorologique mondial ERA-Interim. Le délai modélisé est intégré le long de profils verticaux à chaque point de la grille ERA-I et interpolé spatialement à l'échantillonnage des interférogrammes en suivant la topographie locale. Cette approche est validée sur des interférogrammes déroulés. Nous montrons finalement l'intérêt de corriger les interférogrammes de la contribution troposphérique stratifiée avant le déroulement de la phase, afin de réduire les erreurs de déroulement.

Abstract

Despite remarkable successes achieved by Differential InSAR, estimations of low tectonic strain rates remain challenging in areas where deformation and topography are correlated, mainly because of the topography-related atmospheric phase screen (APS). In areas of high relief, empirical removal of the stratified component of the APS may lead to biased estimations of tectonic deformation rates. Here we describe a method to correct interferograms from the effects of the spatial and

FIGURE 3.1 (facing page) – Example of interferogram and atmospheric correction across the Kunlun fault - a. Flattened unwrapped interferogram from SAR acquisitions on 10-16-2006 and 11-20-2006, in radar geometry. **b.** Corresponding stratified delay map predicted by ERA-I. Colored dots indicate ERA-I grid points location and correspond to colored delay functions in **e.** **c.** Residuals after correction of **a.** by **b.** **d.** SRTM Digital elevation model. Go : City of Golmud. **e.** Black dots : pixel phase values as a function of elevation. Red, green, blue lines correspond to predicted delay functions of ERA-I grid points in red, green, blue on **b.**, located in the Qaidam basin (north, 2600 m to 2800 m), in the Kunlun range (center, 2800 m to 6000 m), on the Tibetan plateau (south, 4500 m to 5000 m), respectively. Continuous, dashed and dotted are for western, central and eastern point respectively. **f.** Predicted delay values as a function of InSAR phase. Red dashed line indicates the unit correlation. Large deviations from the unit correlation correspond to the base of alluvial fans, likely affected by hydrologically-related effects. Correlation coefficient is 0.86.



temporal variations in tropospheric stratification by computing tropospheric delay maps coincident with SAR acquisitions using the ERA-Interim global meteorological model. The modeled phase delay is integrated along vertical profiles at the ERA-I grid nodes and interpolated at the spatial sampling of the interferograms above the elevation of each image pixel. This approach is validated on unwrapped interferograms. We show that the removal of the atmospheric signal before phase unwrapping reduces the risk of unwrapping errors in areas of rough topography.

3.1 Introduction

Synthetic Aperture Radar Interferometry is a well-established and efficient technique to monitor large scale deformations of the Earth's surface. However, the detection of low amplitude deformations remains challenging due to atmospheric signals that spread over a broad range of spatial wavelengths. The dominant contribution to the atmospheric phase delay, which may reach tens of centimeters, comes from the temporal variation of the stratified troposphere (e.g. *Hanssen, 2001*; *Cavalié et al., 2007*). As the resulting phase patterns typically mimic the topography, discriminating between atmospheric and deformation signals is particularly difficult in areas where topography and deformation are correlated (*Beauducel et al., 2000*).

This issue is critical for interseismic strain measurements in active tectonic environments as deformations occur at a slow rate and are often masked by long wavelength topography-related atmospheric signals (e.g. *Elliott et al., 2008*; *Fournier et al., 2011*). This is the case of major active faults in the India-Eurasia collision zone, where sites of expected strain maxima are chiefly collocated with the large topographic steps surrounding the Tibetan plateau [e.g. Altyn Tagh Fault, Kunlun Fault, Main Himalayan Thrust]. Stacking or time filtering methods using numerous acquisitions can effectively remove most of the signal induced by the turbulent atmosphere (i.e. random in space and time) (e.g. *Zebker et al., 1997*; *Schmidt and Bürgmann, 2003*). However, the long wavelength topography-correlated atmospheric signal has a seasonal component which may be aliased in the temporal sampling of SAR data, resulting in biased estimates of tectonic strain rates (*Doin et al., 2009*).

Several methods have been proposed to estimate atmospheric phase delay corrections, including local atmospheric data collection (*Delacourt et al., 1998*), Global Positioning System (GPS) zenithal delay estimations (*Williams et al., 1998*; *Wiley et al., 2002*; *Li et al., 2006b*; *Onn and Zebker, 2006*), satellite multispectral imagery analysis (*Li et al., 2006a*) and assimilation of meteorological data in atmospheric models (*Wadge et al., 2002*; *Puysségur et al., 2007*). Although these methods proved successful and accurate to mitigate part of the atmospheric phase

delay, they rely on local data assimilation, which is rarely available.

Alternatively, an empirical phase/elevation relationship can be systematically estimated from the InSAR data, together with orbital residuals and deformation (e.g. *Remy et al.*, 2003; *Biggs et al.*, 2007; *Cavalié et al.*, 2008; *Lin et al.*, 2010). Still, the inferred phase delay model needs to be simple enough (such as linearly or quadratically related to the elevation) to avoid introducing an unreasonably high number of parameters in the inversion. In addition, this strategy requires that deformation, atmospheric and orbital contributions are uncorrelated to insure a robust estimation of parameters, which is difficult to ascertain. Empirical estimations of the atmospheric phase delay are therefore difficult in situations where deformation and topography are correlated, such as in the India-Eurasia collision zone.

We present here a simple method for systematic stratified delay mitigation based on the global atmospheric model ERA-Interim (hereafter called ERA-I) provided by the European Center for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF). *Doin et al.* (2009) validated the use of global atmospheric models for *a priori* estimation of linear phase/elevation relationships, assumed to be homogeneous over a radar scene. We build upon this previous study by estimating the atmospheric phase contribution at each pixel of interferograms by spatially interpolating between ERA-I grid nodes the modeled delay at the pixel's elevation. In the following sections, we explain how to derive phase delay maps from the ERA-I models outputs. We then validate our approach using ENVISAT C-band interferograms, highlighting the agreement between observed and modeled topography-dependent phase delays. We finally show that applying this method in areas of rough topography to remove the modeled atmospheric component of the phase from wrapped interferograms reduces the local phase variance and helps with unwrapping.

3.2 Atmospheric Phase Delay Modeling

The LOS single path tropospheric delay $\delta L_{LOS}^s(z)$ at an elevation z is the integral of the air refractivity between the surface elevation z and an elevation of reference z_{ref} and is modeled as (*Berrada Baby et al.*, 1988):

$$\delta L_{LOS}^s(z) = \frac{10^{-6}}{\cos(\theta)} \left\{ \frac{k_1 R_d}{g_m} (P(z) - P(z_{ref})) + \int_z^{z_{ref}} \left(\left(k_2 - \frac{R_d}{R_v} k_1 \right) \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2} \right) dz \right\}, \quad (3.1)$$

where θ is the local incidence angle, $R_d = 287.05 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ and $R_v = 461.495 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ are respectively the dry air and water vapor specific gas constants, g_m is a weighted average of the gravity acceleration between z and z_{ref} , P is the dry air partial pressure in Pa, e is the water vapor partial pressure in Pa, and T is the temperature in K. The constants are $k_1 = 0.776 \text{ K.Pa}^{-1}$, $k_2 = 0.716 \text{ K.Pa}^{-1}$ and

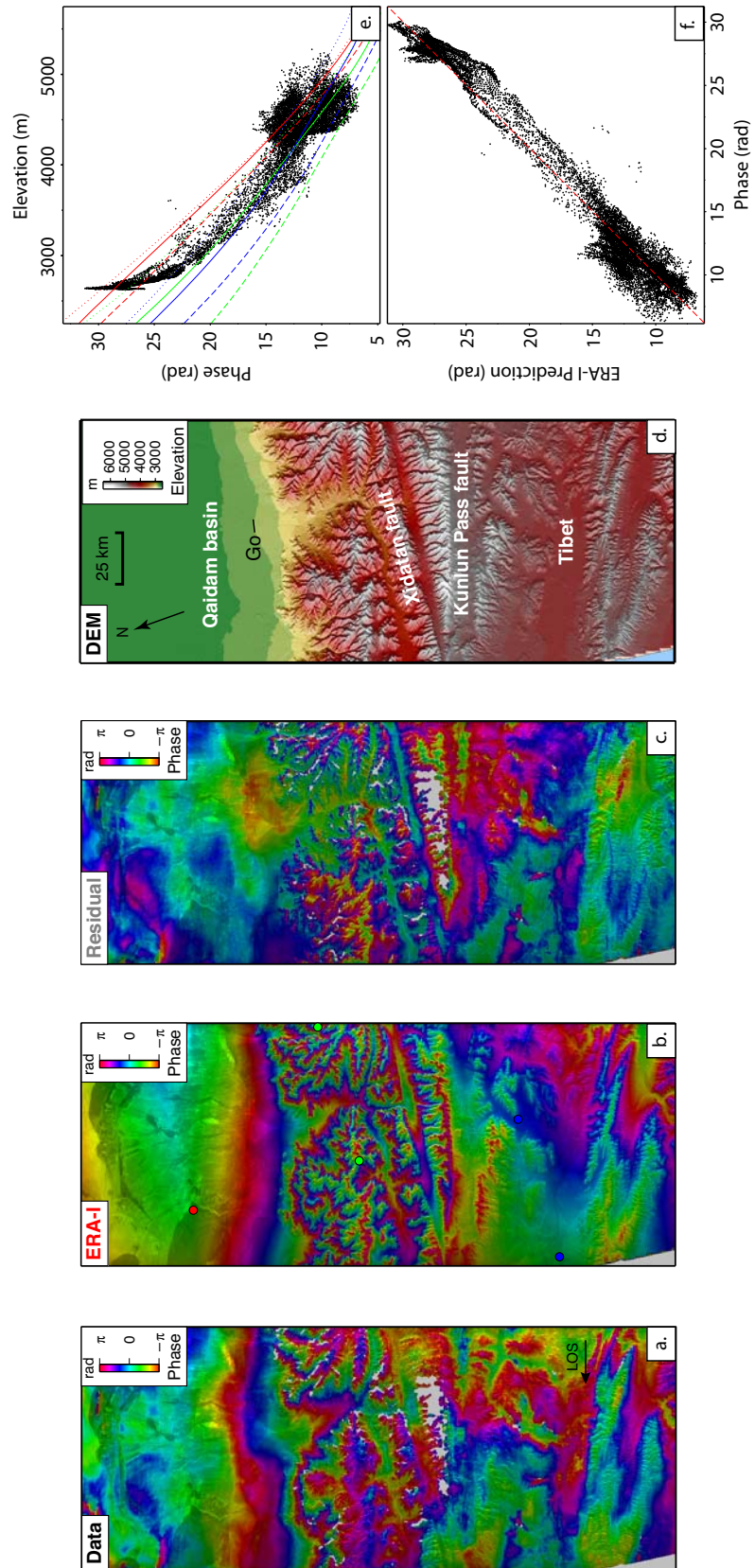


Figure 3.2: Example of interferogram and atmospheric correction across the Kunlun fault - Same as Fig. 3.1, for acquisitions on 07-23-2007 and 08-27-2007.

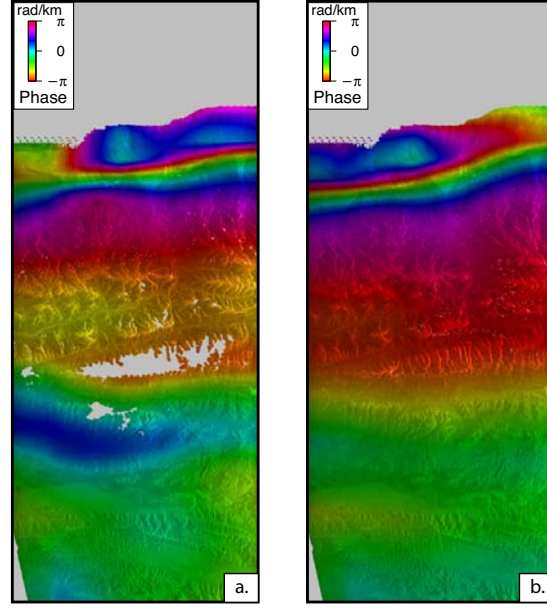


Figure 3.3: **Local phase/elevation ratios** - **a.** Local phase/elevation ratio of interferogram between acquisitions 10-16-2006 and 11-20-2006, in radar geometry. One color cycle is 2π rad/km. **b.** Local phase/elevation ratio on the corresponding stratified delay map predicted by ERA-I. Ratios are estimated on a 10×10 km² sliding window.

$k_3 = 3.75 \cdot 10^3 \text{ K}^2 \cdot \text{Pa}^{-1}$ (Smith and Weintraub, 1953). z_{ref} is chosen as the height above which the delay is assumed to be nearly unchanged with time (typically 10000 m). The first term in equation 3.1 corresponds to the dry air component of the delay path, while the second term is related to air moisture.

ERA-I is a global atmospheric model computed by the ECMWF based on a 4D-Var assimilation of global surface and satellite meteorological data (Dee et al., 2011). This re-analysis provides values of several meteorological parameters on a global ~ 75 km grid from 1989 to the present day, at 0 am, 6 am, 12 pm and 6 pm UT daily. The vertical stratification is described on 37 pressure levels, densely spaced at low elevation (interval of 25 hPa), with the highest level around 50 km (1 hPa). The pressure levels located under the local elevation of grid nodes are obtained by extrapolation.

For each acquisition date, we select the ERA-I output that is the closest to the SAR acquisition time. We interpolate the temperature, water vapor and dry air partial pressure provided at each pressure level to predict the delay as a function of elevation $\delta L_{LOS}^s(z)$ on each ERA-I grid point in the vicinity of the radar scene. A bilinear interpolation in the horizontal dimensions and a spline interpolation along altitude is then applied to produce a map of the predicted delay. Total delay maps at epoch of acquisitions are then combined by pairs to produce differential delay

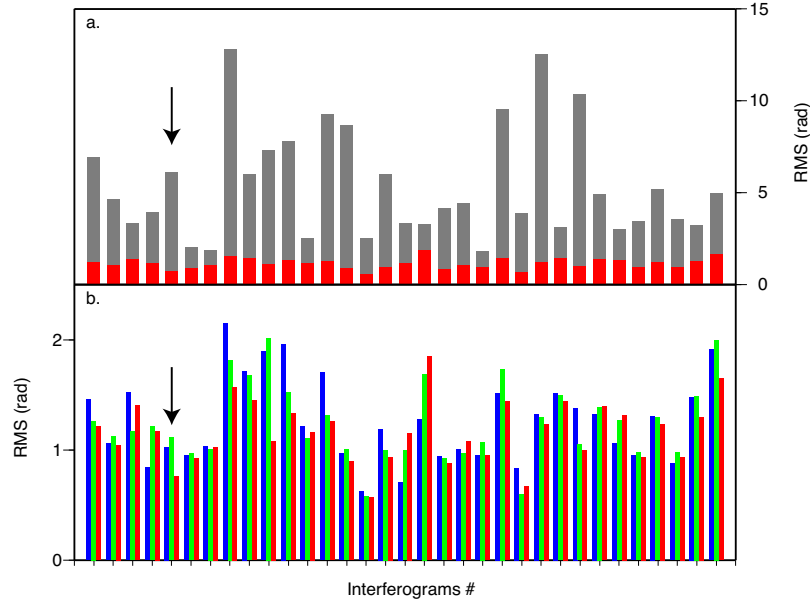


Figure 3.4: **Correction Quality** - **a.** RMS comparison of unwrapped interferograms corrected from the best fitting orbital plane (gray bars) and corrected from the full-grid ERA-I predicted atmospheric delay map (red bars). **b.** RMS comparison of unwrapped interferograms corrected from empirical linear phase/elevation relationship (blue bars), corrected from atmospheric delay computed from one single ERA-I grid point (green bars) and corrected from the full-grid ERA-I predicted atmospheric delay map (red bars). The black arrow indicates interferogram shown on Fig. 3.1.

maps corresponding to each interferogram. The use of the precise formulation of the single path LOS delay and of the profiles of temperature, water vapor and dry air partial pressure is of importance to compute an accurate delay fonction, whereas surface measurements and approximate delay formulas prove to be insufficient (*Fournier et al., 2011*).

3.3 Validation on unwrapped interferograms

We validate our approach in the area of the left-lateral Kunlun fault, where no in-situ meteorological data is available. This fault separates the Qaidam basin to the north (~ 2500 m) from the Tibetan plateau to the south (~ 5000 m), following the eastern Kunlun range, whose highest peak reaches ~ 6000 m (Fig. 3.1). Consequently, topography and interseismic deformation are correlated in this area and any empirical method based on phase/elevation relationship to describe the atmospheric phase delay would likely result in biased estimates of the fault slip rate.

From 33 Envisat raw data on track 090 across the Kunlun fault, we generate, look 16 times, filter and unwrap 33 interferograms, using the NSBAS processing chain (*Lodge et al., 2011*) coupled with ROI_PAC (*Rosen et al., 2004*). As the Kunlun fault slip rate is about 1 cm/yr (*Wang et al., 2001*; *Van Der Woerd et al., 2002*), we only generate interferograms whose temporal baseline does not exceed 2 months (i.e. with negligible tectonic deformation signal). Modeled differential delay maps are subtracted from each interferogram. Orbital errors are then removed by adjusting a second-order polynomial surface to the residual.

Fig. 3.1 shows a comparison between unwrapped interferograms and modeled delay maps. The uncorrected, unwrapped interferogram, generated from two winter acquisitions reveals topography-related features. However, as shown on Fig. 3.1e, the relationship between pixel phase and elevation is neither linear nor quadratic, suggesting a complex delay function. Nevertheless, a close examination of ERA-I predicted delay functions $\delta L_{LOS}^s(z)$ on the scene reveals that the pixel phase values agree with the predicted phase at the closest ERA-I grid point (Fig. 3.1e). This indicates that most of this apparent complexity is due to a lateral variation of the delay/elevation relationship, that is correctly rendered by the ERA-I model. Fig. 3.1f shows the good pixel-to-pixel correlation between observed and the 3D full-grid ERA-I modeled delay.

After delay correction, the RMS noise in interferometric phase drops by 87% to a value of 0.75 rad. Strong, localized phase variations can be observed in the residual along the Kunlun Pass fault and in the Qaidam basin, to the north, and are likely due to hydrologically-related motion at the base of alluvial fans bounding the Kunlun range (Fig. 3.1f). An additional example (Fig. 3.2) and the comparison between observed and predicted local phase/elevation ratios (Fig. 3.3) are presented in supplementary material.

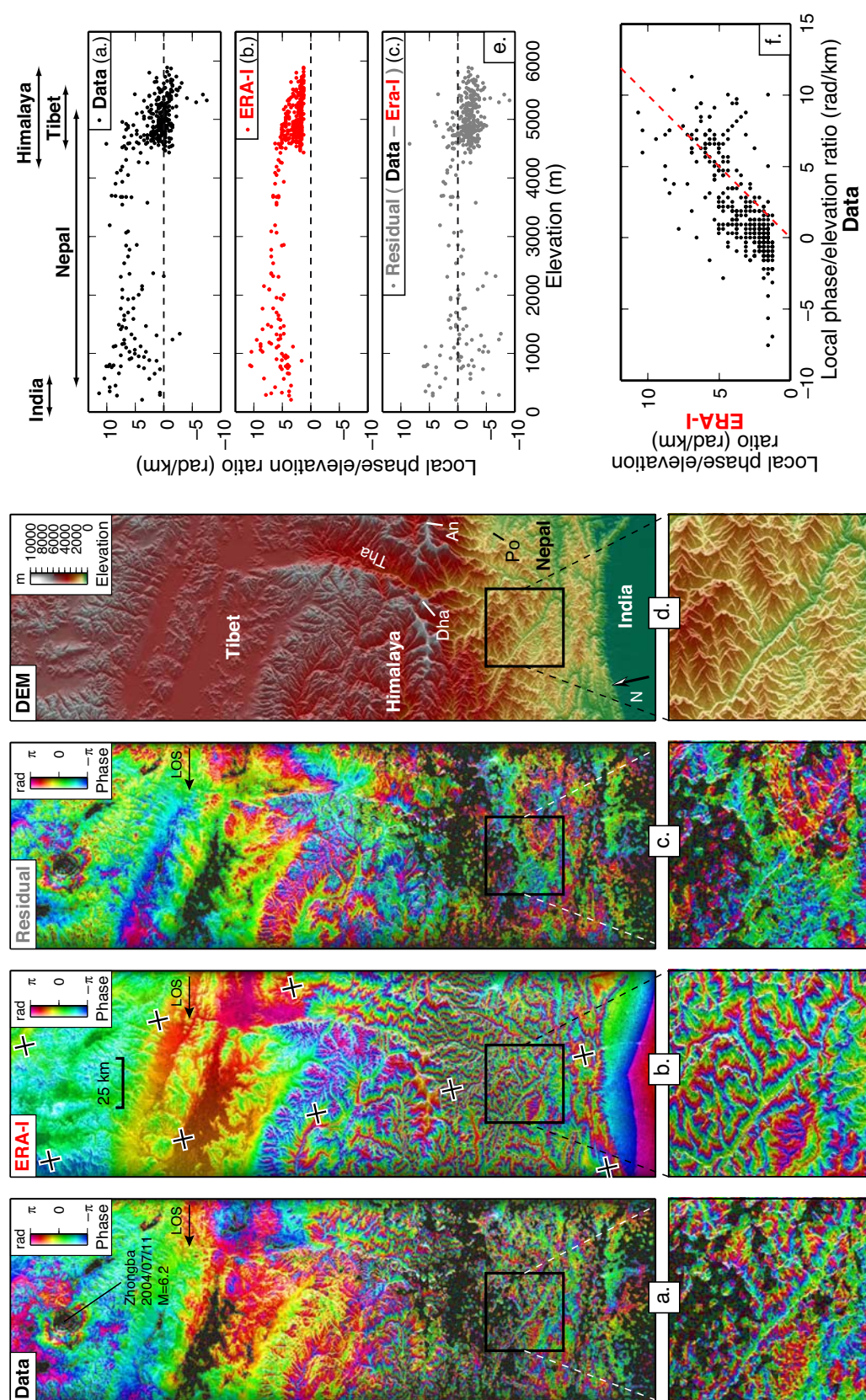
The efficiency of the modeled delay corrections can be compared with two alternative methods: (1) data correction from the joint inversion of the linear phase/elevation ratio together with residual orbital errors (*Cavalié et al., 2008*), (2) data correction from the delay function computed from a single ERA-I grid point chosen as the one corresponding to the lowest elevation within the scene and from residual orbital errors. Initial and residual RMS are shown on Fig. 3.4. The mean RMS reduction is similar with the three methods, (1) 71% (1.26 rad), (2) 71% (1.24 rad) while the 3D full-grid ERA-I correction gives 73% (1.15 rad). 3D full-grid ERA-I corrections in areas with broad elevation ranges can therefore be systematically applied to remove trade-offs between APS and deformation.

3.4 Improving the interferometric phase unwrapping

Correcting InSAR data using independent meteorological constraints is also useful to curb the impact of phase ambiguities and improve the reliability of interferogram unwrapping in regions of rough topography. We now focus on a track spanning, from north to south, the southern margin of the Tibetan plateau (~ 5000 m elevation), the Himalayan range (with elevations greater than 6000 m), and the Indo-Gangetic basin (elevation ~ 0 m) (Fig. 3.5). The Himalayan range is an active collision belt, characterized by low-angle thrusting of the Indian lithosphere under the Tibetan plateau. GPS and levelling studies reveal that present-day convergence rate accommodated across the Himalayan range reaches 20 mm/yr, resulting in a band of interseismic surface uplift oriented parallel to the range, with a maximum rate reaching about 7 mm/yr around the latitude of the High Range (Bilham *et al.*, 1997; Bettinelli *et al.*, 2006). The vertical component of the interseismic strain field is consequently expected to be partly correlated with elevation, and may therefore be difficult to discriminate from stratified atmospheric effects.

In addition to this issue, a significant pitfall faced by InSAR studies in the Himalayas is the low coherence on the slopes of the mountain range, due to geometric decorrelation. Furthermore, changes of the stratification of the troposphere between epochs of radar data acquisitions result in large fringe gradients in areas of steep topographic slopes (Fig. 3.5a). This is particularly important at the southern side of the Himalaya where river incision produces rough relief (Fig. 3.5d). Therefore, in such areas, downlooking the interferograms to improve the coherence generally leads to poor results, because of aliasing of these strong atmospheric gradients. As a consequence, correction of stratified tropospheric delay prior to interferogram downlooking and unwrapping is necessary in this particular setting.

Figure 3.5 (facing page): **Example of interferogram and atmospheric correction across the Himalaya** - **a.** Wrapped interferogram from SAR acquisitions on 17-03-2004 and 08-09-2004, in radar geometry. **b.** Corresponding stratified delay map predicted ERA-I data. Dark crosses are ERA-I grid locations. **c.** Residual after subtraction of **b.** from **a.** **d.** SRTM digital elevation model (DEM). Dha: Dhaulagiri (8167 m); An: Annapurna I (8091 m); Po: city of Pokhara; Tha: Thakkhola graben. Inset below each map shows a blowup of the region indicated by the black squares. **e.** Observation (top, black), full-grid ERA-I prediction (middle, red) and residuals after ERA-I correction (bottom, grey) for local phase/elevation ratios computed in moving windows spanning the wrapped interferograms. Dashed line shows zero mean phase/elevation ratio. **f.** Observed (x-axis) versus predicted (y-axis) phase/elevation ratios computed in each moving window in interferograms **a.** and **b.**, respectively. The red dashed line indicates the unit correlation. Correlation coefficient is 0.67.



We combine 29 ENVISAT acquisitions between 2003 and 2010 into 35 interferograms with temporal baselines between 35 days and 3.5 years, and perpendicular baselines between 3 m and 389 m (an example is shown in Fig. 3.5). Interferograms are downlooked by a factor 4 in range, and 20 in azimuth (Fig. 3.5a). Wrapped interferograms are corrected from the stratified APS using the method presented in Section 3.2: we compute 3D full-grid ERA-I delay maps (Fig. 3.5b), which are then wrapped and subtracted from the interferograms (Fig. 3.5c). We estimate the local phase/elevation ratio in a series of 15 km-wide moving windows spanning the swath on both corrected and original interferogram to estimate the quality of that correction. Corrections derived from ERA-I lead, in most cases, to a significative decrease of the average phase gradient in the Himalaya, resulting in a spectacular reduction of the density of topography-related fringes, especially on the southern slopes of the range below the elevation of 4000 m (Fig. 3.5e). Within our dataset, the absolute value of local phase/elevation ratios is decreased from 3.1 rad/km to 1.1 rad/km in average, which corresponds to a reduction from 2.5 to 0.8 of the total number of phase cycles across the 5000 m topographic step between Tibet and India (Fig. 3.6).

In the context of the Himalayan range, the reduction of the absolute value of phase/elevation ratios achieved by ERA-I has two advantages: (1) A decreased phase gradient prevents aliasing during downlooking, and therefore improves the coherence of downlooked interferograms. (2) The reduced phase ambiguity across prominent topographic features decreases the risk of errors during unwrapping (note the sharp improvement in fringe continuity in Fig. 3.5c compared to Fig. 3.5a).

3.5 Discussion

Correcting atmospheric delays using ERA-I reanalysis data has two advantages in areas where deformation and topography are correlated and no additional meteorological constraint is available: (1) No empirical adjustment of the delay functions is needed, thus the results are unbiased with respect to other sources of errors (e.g. orbital errors, atmospheric turbulence, DEM errors, unmodeled deformation). The use of an *a priori* ERA-I correction should therefore contribute to a better orbital ramp assessment (Fig. 3.7). (2) While reducing biases in strain rates estimation with time series analysis or stacks (Doin *et al.*, 2009), the method also helps the unwrapping process in areas where the topography-related fringe rate is high. This will be even more useful for X-band interferograms. Next-generation interferometric processing chains should include global atmospheric model outputs to perform routine corrections of stratified tropospheric delays. The low computational cost of the method should make its application particularly straightforward for the handling of the large amount of data expected to emanate from future SAR missions,

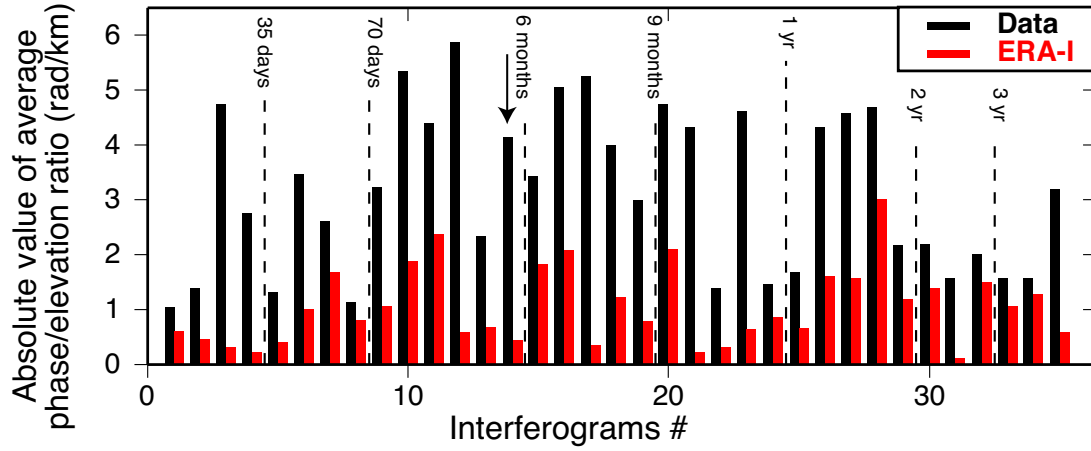


Figure 3.6: **Fringe rate reduction in high relief areas** - Absolute values of average local phase/elevation ratios for wrapped interferograms in the Himalayan area, before correction (black), after correction with ERA-I delay map (red). Interferograms are sorted by increasing temporal baselines. The black arrow indicates the example shown in Fig. 3.5.

such as ESA's SENTINEL-1.

From the coarse spatial (~ 75 km) and temporal (4 times daily) sampling of the ERA-I model, one would expect that only broad features of the stratified troposphere are corrected. Nevertheless, stratified tropospheric delay is related to topography and therefore corrections of densely spaced fringe patterns are possible with an accurate DEM. However, correcting for the contribution of the turbulent troposphere would require a much denser spatial and temporal sampling of meteorological parameters. Until such improvements are achieved, one needs to assume atmospheric turbulence is random in space and time and mitigation of this effect requires the use of numerous acquisitions.

3.6 Conclusion

In this study, we show the benefits of using global atmospheric model outputs to estimate first-order atmospheric phase delay and correct intereferograms. Such corrections reduce biases in strain rates estimations and help the unwrapping process.

The ability of atmospheric models to predict the atmospheric phase delay over continental areas has been demonstrated (*Elliott et al., 2008; Doin et al., 2009; Grandin, 2009; Pinel et al., 2011*, this study). However, predictions could be less accurate over coastal areas, where temporal fluctuations of the atmospheric delay and atmospheric turbulences are usually stronger (*Doin et al., 2009*). The ever-

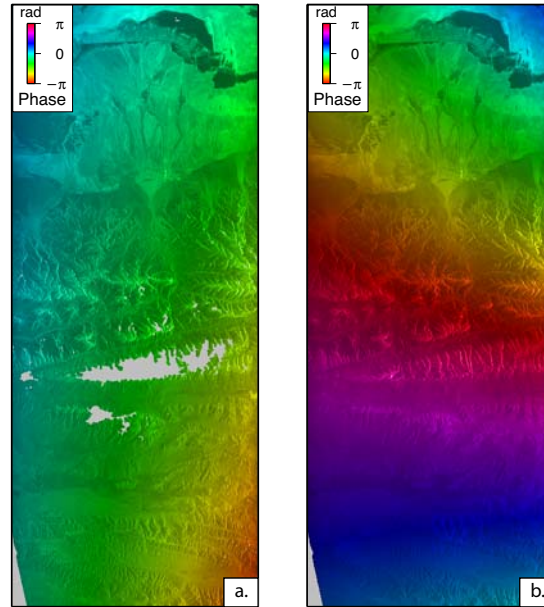


Figure 3.7: **Improving the estimation of residual orbital effects** - **a.** Residual orbital ramp estimated on the interferogram of Fig. 3.1 corrected with the 2D ERA-I delay prediction. **b.** Residual orbital ramp estimated by a joint inversion of a linear phase/elevation relationship and orbital residuals. The inferred orbital contribution is lower when correction of the atmospheric phase delay predicted by ERA-I is made. Furthermore, orbital ramps are likely to result in an azimuth-parallel warped plane, which is not the case when jointly estimated with a linear phase/elevation relationship, suggesting that atmospheric and orbital contributions are not well separated in the empirical correction. Empirical estimation of an homogeneous phase/elevation linear relationship on the scene lead to underestimate delay at some places, which is compensated by unreasonably high orbital contribution. Estimation of the tectonic signal, which makes a much smaller contribution to the interferometric phase, is therefore most likely biased using this approach.

increasing quality and resolution of global atmospheric reanalysis and the expanding amount of SAR acquisitions planned by space agencies in the next decades are strong incentives to adopt such atmospheric corrections as a systematic step in the processing of radar interferometry data.

Caractérisation spatiale de l'accumulation de déformation le long de la faille de Haiyuan

Sommaire

4.1	Introduction	83
4.2	The Haiyuan fault system	85
4.3	Envisat data set and interferogram processing	86
4.4	Correction of Atmospheric phase delay and Orbital errors	88
4.4.1	Tropospheric phase delays	88
4.4.2	Correction strategy	90
4.4.3	Correction Validation	90
4.5	Time Series Analysis	91
4.5.1	Constrained Time Series	92
4.5.2	Data selection	94
4.5.3	Analysis of Mean LOS Velocity Maps	96
4.6	Fault slip-rate Modeling	98
4.6.1	Model Geometry and Parametrization	98
4.6.2	Inversion Results	100
4.7	Discussion	102
4.7.1	Model Limitations	102
4.7.2	Tectonic loading rate	103
4.7.3	Shallow creep	104
4.8	Conclusion	107

Les recherches présentées dans ce chapitre ont été réalisées en collaboration avec C. Lasserre (ISTerre), M.-P. Doin (ENS) et Gilles Peltzer (UCLA) ainsi que nos collègues Sun Jianbao et Shen Zheng-Kang de l'Institut de Géologie du Chinese Earthquake Administration, à Beijing, et Rong Dailu, de l'institut de sismologie de Lanzhou. Le manuscrit a été soumis pour publication à *Journal Geophysical Research*, sous le titre "Shallow creep on the Haiyuan Fault, Gansu, China, revealed by SAR Interferometry"

Résumé

Nous utilisons des données d'interférométrie à synthèse d'ouverture pour décrire la répartition spatiale du champ de vitesse intersismique le long du système de faille de Haiyuan (HFS). Deux séismes de magnitude estimée à 8 ont eu lieu le long du HFS en 1920 et 1927, mais la section centrale, longue de 150 km connue sous le nom de "lacune sismique de Tianzhu", n'a pas connu de grande rupture depuis approximativement mille ans. Les données SAR acquises par le satellite Envisat sur la période 2003-2009 couvrent la frontière nord-est du plateau tibétain, le long de trois track descendantes et deux tracks ascendantes. Les interférogrammes ont été calculés à l'aide de la chaîne interférométrique ROI_PAC. Le délai interférométrique lié à la stratification troposphérique est corrigé de manière empirique, conjointement avec les effets d'orbites résiduels. Nous utilisons une analyse en séries temporelles contrainte afin d'obtenir des cartes de vitesse moyenne en ligne de visée (LOS). Ces cartes indiquent un mouvement dominant sénestre au travers de la faille de Haiyuan, et révèlent la présence d'une zone étroite de 35 km de long présentant un fort gradient de vitesse au travers de la faille, localisée entre la lacune sismique de Tianzhu et la trace en surface de la rupture 1920. Nous modélisons le champ de vitesse obtenu par une faille verticale dans un demi-espace élastique présentant, en surface, deux segments bloqués encadrant un segment en glissement asismique, à l'aide d'une inversion en moindres carrés. Le taux de glissement moyen est de 5 mm.an^{-1} , du même ordre de grandeur que le taux de chargement intersismique estimé, suggérant ainsi une contrainte accumulée quasi-nulle au cours de la période d'observation. Localement, le taux de glissement asismique dépasse le taux de chargement intersismique pour atteindre 8 mm.an^{-1} , suggérant ainsi des épisodes de fluage transitoires. Cette étude démontre l'importance d'un suivi continu des déformations de surface à proximité des grandes lacunes sismiques, étant donné le rôle des événements de glissement transitoires dans la nucléation des grandes ruptures sismiques.

Abstract

Interferometric synthetic aperture radar data are used to map the interseismic velocity field along the Haiyuan fault system (HFS). Two $M \sim 8$ earthquakes ruptured the HFS in 1920 and 1927, but its 150 km-long central section, known as the Tianzhu seismic gap, remains unbroken since ~ 1000 years. The Envisat SAR data, spanning the 2003-2009 period, cover the north-eastern boundary of the Tibetan plateau along three descending and two ascending tracks. Interferograms are processed using an adapted version of ROI_PAC. The signal due to the stratified phase delay is empirically corrected together with orbital residuals. Mean line-of-sight velocity maps are computed using a constrained time series analysis. These maps show a dominant left-lateral motion across the HFS, and reveal a narrow, 35 km-long zone of high velocity gradient across the fault in between the Tianzhu gap

and the 1920 rupture. We model the observed velocity field using a discretized fault creeping at shallow depth and a least-square inversion. The inferred shallow slip rate distribution reveals aseismic slip in between two fully locked segments. The average creep rate is $\sim 5 \text{ mm.yr}^{-1}$, comparable in magnitude with the estimated loading rate at depth, suggesting no stress increase on the LHS segment. The resolved creep rate exceeds the long term rate reaching 8 mm.yr^{-1} locally, suggesting transient creep episodes. The present study emphasizes the need for continuous monitoring of the surface velocity in the vicinity of major seismic gaps as transient creeping events may contribute to the nucleation of future large earthquakes.

4.1 Introduction

The recent improvements in space-based geodesy, with the increasing number and accuracy of surface deformation measurements, allow us to better investigate the stress and strain distribution and evolution within the lithosphere throughout the seismic cycle. Coseismic and postseismic deformations are now well described and modeled, based on InSAR and GPS data, in particular. In contrast, measuring and modeling space and time variations of the interseismic deformation along a fault remain difficult and are now at the forefront of the research in seismotectonics and seismic hazard assessment.

Recent advances on this topic have come from the study of subduction zones, with the discovery of slow slip events (e.g. Japan, *Ozawa et al. (2002)*, Cascadia, *Dragert et al. (2001)*, Mexico, *Kostoglodov et al. (2003)*; *Radiguet et al. (2011)*) and lateral variations of interseismic coupling (e.g. *Mazzotti et al., 2000*; *Chlieh et al., 2008*). Transient or permanent aseismic slip during the interseismic period have also been observed along sections of intracontinental strike-slip faults (e.g. North Anatolian Fault, *Ambraseys (1970)*; *Çakir et al. (2005)*, San Andreas fault, *Lienkaemper et al. (1991)*; *Schmidt et al. (2005)*; *Ryder and Bürgmann (2008)*) or normal faults (e.g. *Dobre and Peltzer, 2007*). Aseismic slip may help releasing stress in the seismogenic part of the crust. It may also play an important role in the triggering of large ruptures, as shown by numerical simulation (*Lapusta and Liu, 2009*) and recent seismic observations (*Bouchon et al., 2011*). Recent studies thus point to the importance of studying the spatial patterns and rate of strain accumulation during the interseismic phase, the involved mechanisms and their relationship with the physical properties of faults and medium (*Hetland and Hager, 2006*; *Lundgren et al., 2009*; *Jolivet et al., 2009*). Such observations remain challenging and only a few faults are currently well documented.

We focus here on the Haiyuan fault system at the north-eastern margin of the Tibetan plateau. Two Mw 8 earthquakes ruptured long sections of this fault system in the past century (1920, 1927, Fig. 4.1). Another section has been identified as

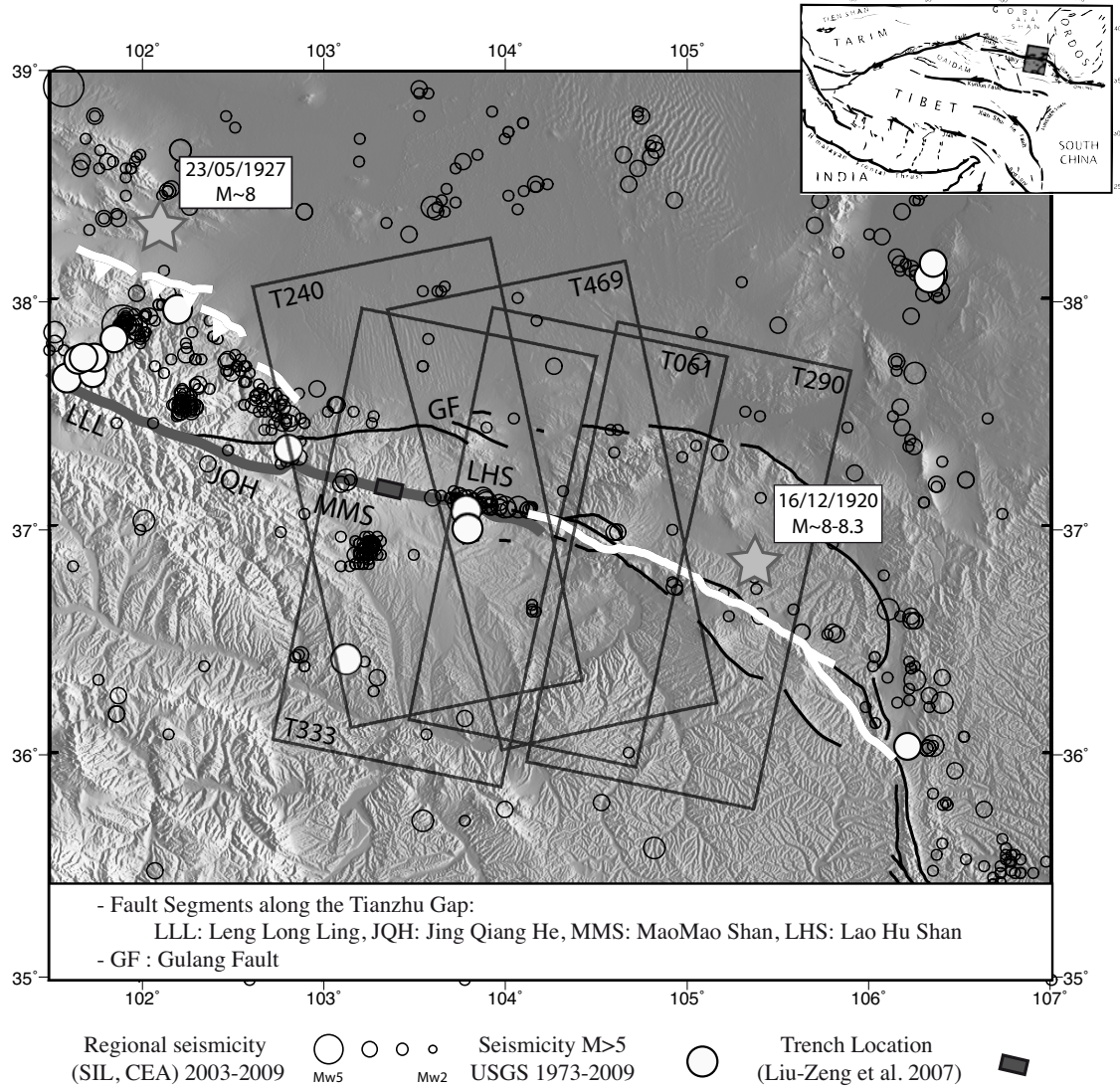


Figure 4.1: **Seismotectonic Setting** - Seismotectonic map showing the Haiyuan Fault system and its location in the India-Asia collision zone. Fault traces are superimposed on Shuttle Radar Topography Mission (SRTM) Digital Elevation Model (DEM). White lines and stars represent surface ruptures and epicenters, respectively, of the M~8 1920 and 1927 earthquakes. Bold grey line follows the Tianzhu seismic gap (*Gaudemer et al., 1995*). Black rectangles shows the coverage of analysed Envisat SAR data, with track numbers indicated. Seismicity from Seismological Institute of Lanzhou, Chinese Earthquake Administration regional network is shown for the 2003-2009 period.

a seismic gap with a high hazard (*Gaudemer et al.*, 1995), and possible shallow creep at its eastern end, as suggested by a previous InSAR study based on sparse ERS data (*Cavalié et al.*, 2008). This makes the Haiyuan fault an interesting target to investigate along-strike variations of the interseismic strain rate in relation with the fault seismic history and geometry.

We use Envisat SAR interferometry data to map the mean surface displacement rate in the fault area between 2003 and 2009. Given the low expected strain rate, methodological refinements are required (*Cavalié et al.*, 2008). We first present the seismotectonic setting of the Haiyuan fault system, the radar data set, and the overall processing strategy. We then detail specific InSAR processing steps developed to increase the signal to noise ratio, including atmospheric phase delay correction, interferogram selection, and time series analysis. We model the 2-D interseismic strain rate based on mean LOS velocity maps, taking into account spatially correlated residual noise. We finally discuss the implications of the observed spatial strain variations.

4.2 The Haiyuan fault system

The 1000 km-long Haiyuan fault system extends from the central Qilian Shan to the west, to the Liupan Shan, to the east (Fig. 4.1). It contributes to the accommodation of the deformation related to the India/Asia collision. Strain is partitioned between predominantly left-lateral east-striking faulting, along the Haiyuan and Gulang faults, and North-North-East shortening across thrusts systems (*Gaudemer et al.*, 1995). Left-lateral and thrusts faults connect at depth to an oblique shear zone, through a south-dipping decollement (*Gaudemer et al.*, 1995; *Meyer et al.*, 1998).

Two Mw 8 earthquakes occurred on the Haiyuan fault system in the past century (Fig. 4.1). The 12-16-1920, Mw 8-8.3, Haiyuan earthquake broke the eastern ~240 km-long section of the Haiyuan fault (e.g. *Deng et al.*, 1986; *Zhang et al.*, 1987). The 05-23-1927, Mw 8, Gulang earthquake ruptured south-dipping thrusts located at the south-eastern end of the Qilian shan (*Gaudemer et al.*, 1995; *Xu et al.*, 2010). In contrast, the 260 km-long section of the Haiyuan fault, west of the 1920 rupture, was identified as a seismic gap, the Tianzhu gap, with a high seismic hazard (Fig. 4.1) (*Gaudemer et al.*, 1995). From a paleoseismological study, *Liu-Zeng et al.* (2007) estimated the recurrence time of earthquakes along the Tianzhu gap to be about 1000 years, with the last two large earthquakes occurring at 1092 AD and at 143 or 374 AD (estimated Mw 8). A few Mw 5-6 events have occurred near the extremities of the gap, in the past 20 years (*Lasserre et al.*, 2001). An intense micro-seismic activity also concentrates in between the 1920 rupture and the seismic gap (Fig. 4.1).

The Holocene slip rate of the Haiyuan fault was estimated from offset measurements and dating of morphological markers (alluvial terrasses and moraines). It decreases from west to east, from $19 \pm 5 \text{ mm.yr}^{-1}$ along the Leng Long Ling segment (*Lasserre et al., 2002*), to $12 \pm 4 \text{ mm.yr}^{-1}$ along the Mao Mao Shan segment (*Lasserre et al., 1999*), down to $3.5\text{-}10 \text{ mm.yr}^{-1}$ along the 1920 rupture ($8 \pm 2 \text{ mm.yr}^{-1}$, *Zhang et al., 1988*, $4.5 \pm 1 \text{ mm.yr}^{-1}$, *Li et al., 2009*). As for most strike-slip faults in Tibet, the short term (i.e. geodetic) slip rate of the Haiyuan fault, that may vary during its seismic cycle, differs from the average long term (i.e. Quaternary) slip rate (e.g. *Thatcher and Murray-Moraleda, 2010; Loveless and Meade, 2011*). Large scale, rigid block models based on GPS data over China (e.g. *Gan et al., 2007*) indicate a 8.6 mm.yr^{-1} slip rate on the Haiyuan fault. *Cavalié et al. (2008)* derive a $4.2\text{-}8 \text{ mm.yr}^{-1}$ slip rate from the modelling of a fault-parallel velocity profile across the fault, near the junction between the 1920 rupture and the Tianzhu gap, using sparse ERS InSAR data between 1993 and 1998. Additionally, they highlight a strong strain concentration in the fault zone and suggest the presence of creep at shallow depth. In the following, we further characterize the interseismic slip rate on the fault, and its along-strike variations at shallow depth based on denser time series of InSAR data, covering an extended study area and period.

4.3 Envisat data set and interferogram processing

We process all available radar data acquired by the ENVISAT satellite from two ascending and three descending orbits, to measure the interseismic deformation along the Haiyuan fault system (Fig. 4.1). This data set covers the eastern part of the Tianzhu gap as well as the western end of the 1920 rupture, over a 60000 km^2 area. Data span the 2003-2009 period, with almost monthly acquisition since 2007. 21 to 32 images are combined into 83 to 167 interferograms, depending on the track number (Tab. 4.1).

We use an interferometric chain that includes routines from the ROIPAC software (*Rosen et al., 2004*) and additional modules to process raw data into interferograms (*Lodge et al., 2011*). Precise DORIS orbits are provided by the European Space Agency. The main processing steps are the following: (1) Single Look Complex (SLC) images are computed with a common doppler, chosen so that their doppler bandwidths overlap with each other at 90% minimum. (2) We select a single master image with medium perpendicular and temporal baselines within the dataset, following *Hooper et al. (2007)*. (3) All SLCs are coregistrated in the master image geometry using a Digital Elevation Model (DEM) assisted procedure. Distortions between master and slave images are first estimated using an amplitude correlation technique. Computed distortions in azimuth are adjusted by a 2D

Track	# Images and Interferograms	Images Used in Time Series	Interferograms Used in Time Series	Covariance Function ($\text{rad}^2 \cdot \text{yr}^{-2}$)	Autocovariance ($\text{rad}^2 \cdot \text{yr}^{-2}$)
T061	31 (167)	75% (23)	54% (90)	$0.0073e^{-0.1378x}$	0.0087
T240	25 (130)	60% (15)	31% (40)	$0.01473e^{-0.1487x} \cos(-0.1124x)$	0.01527
T290	25 (83)	64% (16)	35% (29)	$0.01934e^{-0.086x} \cos(-0.05649x)$	0.02225
T333	32 (163)	56% (18)	30% (47)	$0.01631e^{-0.1734x}$	0.01902
T469	21 (88)	66% (14)	45% (40)	$0.02408e^{-0.08934x}$	0.02628

Table 4.1: **Data Set Description** - Envisat data set, interferogram selection for Time Series analysis and residual turbulent noise model on LOS velocity maps.

quadratic polynomial:

$$f(R, A) = aA^2 + bRA + cA^2 + dR + eA + f, \quad (4.1)$$

where R and A are the pixels range and azimuth, respectively, and a to f are polynomial coefficients to estimate. Distortions in range are then adjusted by a constant to match their prediction, derived from *a priori* orbital parameters and pixel elevations. (4) We select image pairs with a perpendicular baseline smaller than 400 meters and a temporal baseline greater than six months, following a Small Baseline approach (*Berardino et al., 2002*). This provides a good compromise in terms of interferograms signal-to-noise ratio and coherence. (5) Full resolution differential interferograms are obtained after range spectral filtering adapted to the local elevation slope (*Guillaso et al., 2006, 2008*). Steps (3) and (5) improve the coherence at long perpendicular baselines in areas of rough topography. We use the Shuttle Radar Topography Mission Digital Elevation Model (*Farr and Kobrick, 2000*) oversampled by a factor of 2 after referencing to the WGS84 ellipsoid. (6) Interferograms are looked by a factor 4 in range and 20 in azimuth, filtered (*Goldstein and Werner, 1998*), and unwrapped (*Goldstein et al., 1988*). (7) We finally perform an atmospheric mitigation process and a time series analysis, described in the following sections. It allows us to recover the phase increments between two acquisition dates.

4.4 Correction of Atmospheric phase delay and Orbital errors

The unwrapped differential interferometric phase $\Phi_{i,j}$ between two dates i and j can be written as the sum of four terms:

$$\Phi_{i,j} = \phi_{\text{def}} + \phi_{\text{orbit}} + \phi_{\text{atmo}} + \phi_{\text{noise}}, \quad (4.2)$$

where ϕ_{def} is the expected deformation signal related to the fault, ϕ_{orbit} is the residual orbital phase, ϕ_{atmo} the atmospheric phase delay and ϕ_{noise} the residual noise from instrument, decorrelation, coregistration or DEM errors.

4.4.1 Tropospheric phase delays

As phase delays related to dispersive effects in the ionosphere can be neglected in C-band, we consider here only the tropospheric propagation delays, related to the spatial and temporal variability of the air refractivity index. Tropospheric delays are separated into a stratified component, corresponding to the vertical stratification averaged over the scene, and a turbulent term, that is considered random in

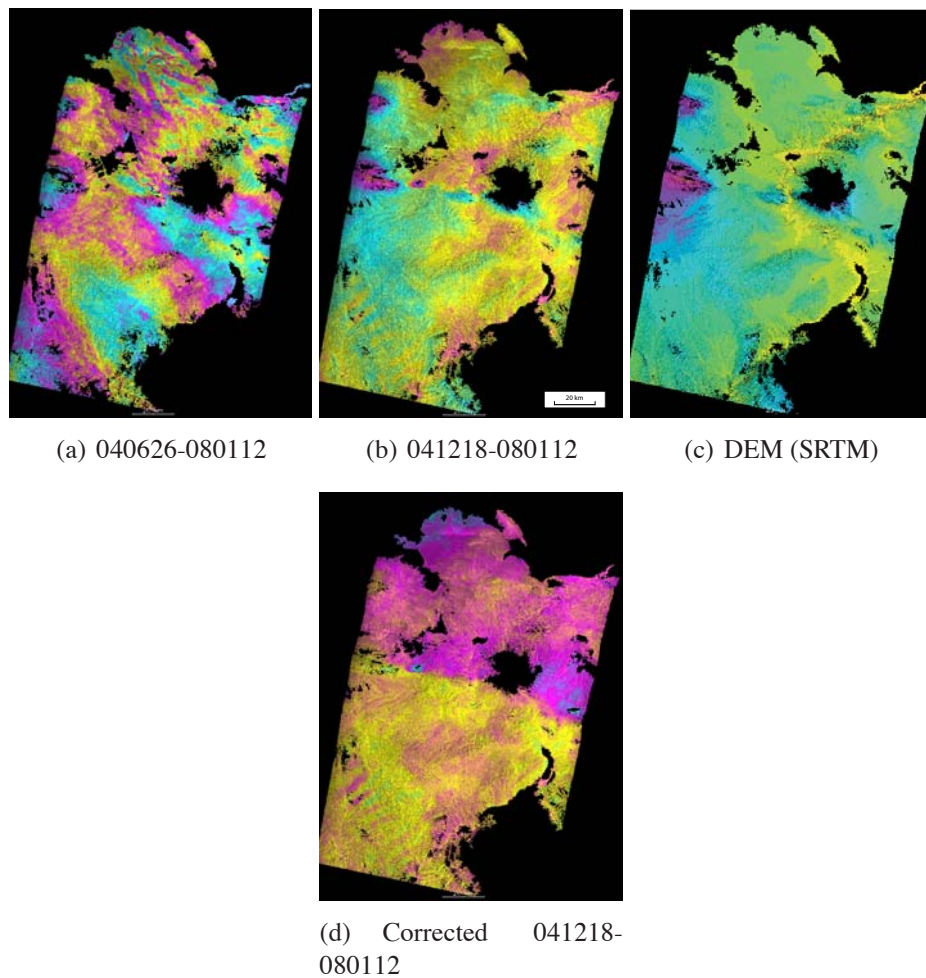


Figure 4.2: **Atmospheric Phase Screen** - Examples of interferograms showing **a.** turbulent atmospheric patterns and **b.** stratified atmospheric phase delay correlated with elevation. **c.** Digital Elevation Model from SRTM, one color cycle represents 350 meter elevation change. **d.** same as **b.** after correction from stratified atmospheric delay and orbital errors. One color cycle represents 2 rad along LOS.

space and time (Fig. 4.2 a). It can be efficiently removed by interferogram stacking (e.g. *Zebker et al.*, 1997; *Ryder and Bürgmann*, 2008) or time-series analysis (e.g. *Ferretti et al.*, 2001; *Schmidt and Bürgmann*, 2003). The “stratified” component of the tropospheric phase delay (Fig. 4.2 b) only depends on the temporal variations of the troposphere vertical stratification in between the minimum and maximum elevations of a scene (*Doin et al.*, 2009). It is related to elevation and mimicks topography on interferograms (Fig. 4.2 b and c). Estimates of displacement rates may be biased by stratified delays, because of the uneven sampling throughout the season cycle (*Doin et al.*, 2009). Therefore, such delays must be corrected prior to or during the time series analysis (*Elliott et al.*, 2008).

4.4.2 Correction strategy

To account for trade-offs between ϕ_{def} , ϕ_{orbit} and ϕ_{atmo} , we estimate these contributions through a joint inversion (*Cavalié et al.*, 2008). We use the following simplified expression of equation 4.2:

$$\Phi_{i,j} = \sigma_{i,j}D + \alpha_{i,j}R + \beta_{i,j}A + \gamma_{i,j}RA + \delta_{i,j} + k_{i,j}z + \phi_{\text{rand}} + \phi_{\text{noise}}. \quad (4.3)$$

ϕ_{orbit} is a function of the range R and the azimuth A . ϕ_{atmo} is divided into a stratified tropospheric phase delay, approximated by a linear function of the elevation z , and a turbulent contribution ϕ_{rand} . ϕ_{def} is scaled to D , an interseismic elastic half-space model, projected in the Line-Of-Sight (*Savage and Burford*, 1973; *Cavalié et al.*, 2008).

For each interferogram, produced with acquisitions i and j , we jointly solve for parameters $\sigma_{i,j}$, $\alpha_{i,j}$, $\beta_{i,j}$, $\gamma_{i,j}$ and $k_{i,j}$ using a least-square minimization. To ensure that stratified delay corrections are consistent within the interferogram network, we reestimate the delay/elevation ratios $k_{i,j}$ through a time series analysis (*Cavalié et al.*, 2007; *Elliott et al.*, 2008). Orbital parameters are reestimated in a similar way (*Biggs et al.*, 2007).

All interferograms are corrected from the derived orbital and stratified delay contributions. Figure 4.2 d and 4.3 a show an example of such correction, which illustrates the validity of the delay/elevation linear trend approximation. The delay/elevation relationship reestimated with a network approach shows a better agreement with the InSAR data, from low to high elevation.

4.4.3 Correction Validation

Global atmospheric models allow to compute the stratified tropospheric phase delay as a function of elevation as well as the corresponding delay/elevation ratio (*Doin et al.*, 2009). We compare the InSAR derived delay/elevation ratios with

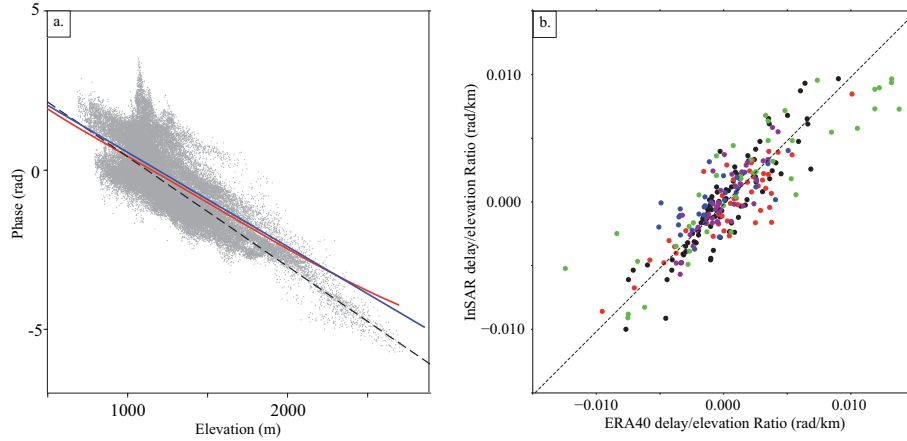


Figure 4.3: **Atmospheric Correction** - **a.** Phase/Elevation correlation plot from figures 2 b (gray dots). Blue line is the linear fit to data. Red curve is the prediction from global atmospheric model ERA40. Black dashed line is the linear trend, inverted through a time series analysis, used to correct interferograms, as shown in figure 2 d. **b.** Comparison between delay/elevation ratios derived from InSAR data and ERA40 model. Black/red/green/blue/purple dots represents respectively tracks 061/333/290/469/240. Black dashed line represents the unit correlation. The regression coefficient is 0.71

prediction from the ERA40 analysis provided by the European Centre for Medium-Range Weather Forecast (Fig. 4.3, *Uppala et al., 2005*).

For each acquisition date, we extract the specific humidity, the temperature and the geopotential height at each of the 21 pressure levels at one grid point per track chosen at the lowest elevation within the studied area. Parameters are taken at 6 AM and 6 PM, for descending and ascending tracks respectively. We then generate ERA-derived delay/elevation ratios for all interferograms.

Figure 4.3 b shows the good agreement between InSAR derived and ERA40 derived delay/elevation ratios, with slight differences from one track to another. Discrepancies for some interferograms may be due to the prevalence of turbulences, to a complex vertical stratification of the troposphere with non-linear delay/elevation relationship, or to poorly constrained model parameters at some dates.

4.5 Time Series Analysis

After interferogram corrections from residual orbital errors, phase/elevation correlation and referencing, we produce mean Line-Of-Sight (LOS) velocity maps for each track, to investigate for spatial variations of interseismic strain across the Haiyuan fault. Interferogram stacking is one way to compute mean LOS velocity

maps (e.g. *Peltzer et al.*, 2001; *Wright et al.*, 2001). It reduces random noise by a factor of \sqrt{N} , if N independent interferograms are used (*Zebker et al.*, 1997). However, it requires a proper selection and weighting of interferograms, based on their signal-to-noise ratio (*Cavalié et al.*, 2008) and beforehand corrections of tropospheric phase delays to obtain reliable, unbiased velocity estimates (*Cavalié et al.*, 2008; *Doin et al.*, 2009). Time series analysis is preferably used for large sets of interferograms (e.g. *Berardino et al.*, 2002; *Schmidt and Bürgmann*, 2003; *Hooper et al.*, 2007; *Cavalié et al.*, 2007; *Ferretti et al.*, 2007). It preserves data ordering through time and takes advantages of redundancy in the spatial and temporal baseline spaces, so that time-dependent ground deformation can be decorrelated from random atmospheric noise, unwrapping and DEM errors.

We follow a variant of the SBAS approach (*Berardino et al.*, 2002) described by *Lopez-Quiroz et al.* (2009) to build the displacement time series and derive best fit interseismic velocity maps.

4.5.1 Constrained Time Series

For each pixel of each track, independently, we consider the following linear equation system,

$$\Phi_{i,j} = \sum_{k=i}^{j-1} \delta\varphi^k \quad \text{and} \quad \varphi^1 = 0, \quad (4.4)$$

where φ^1 is the phase value at the first acquisition date among N in the data set, and $\Phi_{i,j}$ is the pixel interferometric phase between dates i and j , and $\delta\varphi^k$ are phase increments between successive dates k and $k + 1$. For some pixels, the interferogram network may be separated into independent groups of interferograms, with no geometrical and temporal overlap. Equation 4.4 is usually inverted using a Singular Value Decomposition method to overcome this limitation (*Berardino et al.*, 2002). We favor the inversion approach of *Lopez-Quiroz et al.* (2009): a linear phase model is used to connect independent groups of images, as an additional constraint to equation 4.4. We also take into account for DEM errors, correlated with the perpendicular baseline. The constraining equation is then:

$$\forall l \in [2; N] \quad \sum_{k=1}^{l-1} \delta\varphi^k = V\Delta t^l + eB_{\perp}^l + c, \quad (4.5)$$

where V is the mean LOS velocity for the considered pixel, $\Delta t^l = t^l - t^1$ is the time interval between acquisition 1 and l , e is proportional to the DEM error, B_{\perp}^l is the perpendicular baseline of acquisition l , with respect to the first acquisition and c is a constant. We combine equation 4.4 and 4.5 and invert the corresponding linear system using a least-square minimization scheme (*Anderson et al.*, 1999) (Appendix A.1).

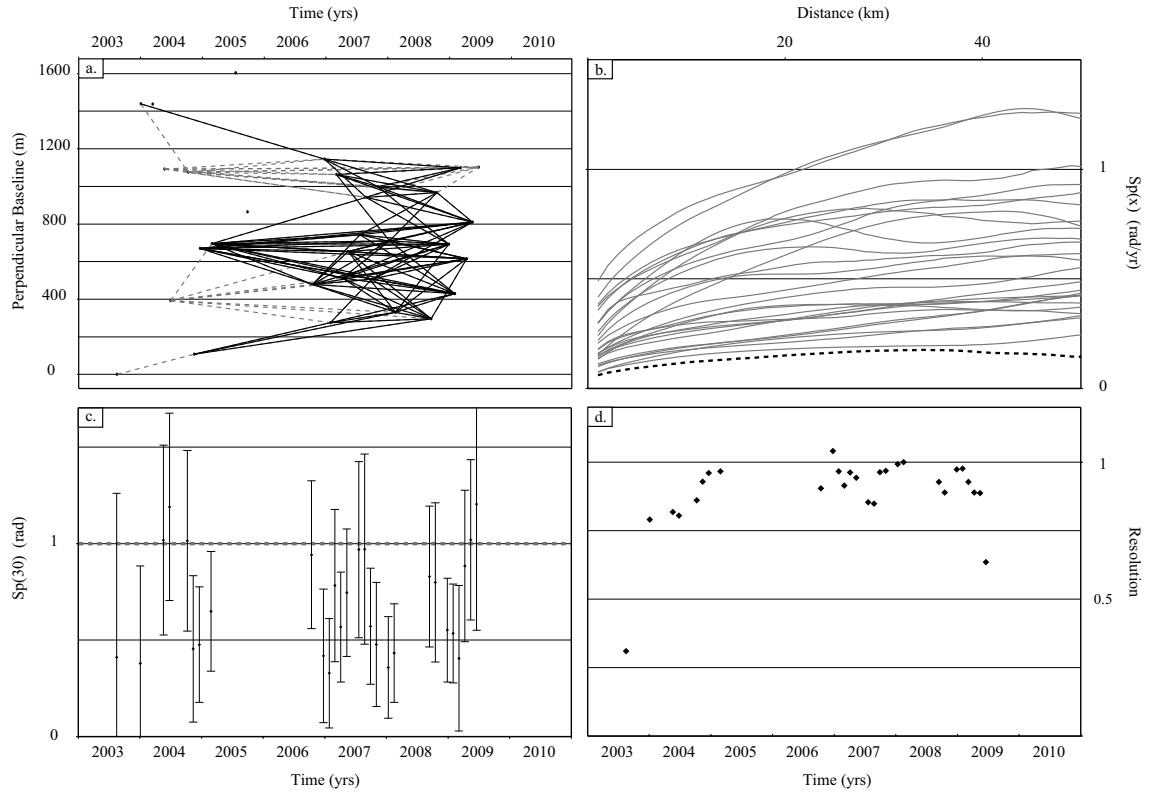


Figure 4.4: **Selection Process** - For Track 061: (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected.

We perform this inversion for each pixel that is unwrapped for at least 50% of the interferograms. In the end, we obtain for each track independently the phase increments at all pixels, the mean LOS velocity and a DEM correction map in the radar geometry.

4.5.2 Data selection

To improve the signal-to-noise ratio of the mean LOS velocity maps, we select images with the lowest residual atmospheric noise prior to time series analysis (Tab. 4.1). We first compute the 1-D energy function, Sp , of the residual noise, for each interferogram with at least 30% of unwrapped pixels (*Puysségur et al., 2007; Cavalié et al., 2008*):

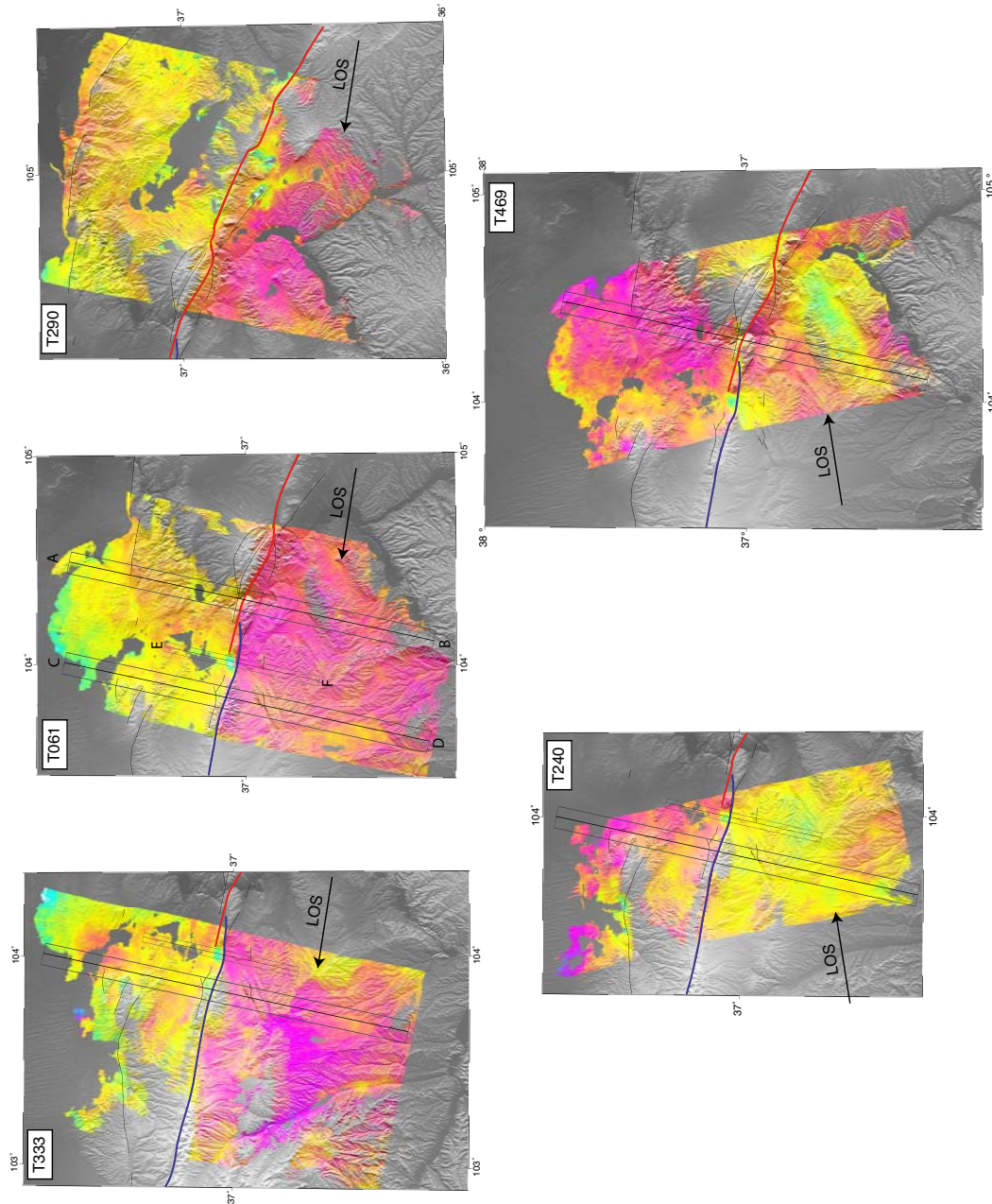
$$Sp(x) = \frac{1}{N(x)} \sum_{m,n/dist(m,n)=x} |\Phi_m - \Phi_n|, \quad (4.6)$$

where $N(x)$ is the number of pairs of pixels m and n separated by a distance x , Φ_m and Φ_n are the interferometric phases of pixels m and n , respectively. The energy function (or noise spectrum) provides an estimate of the noise correlation distance (~ 30 km) and of the amplitude of the residual turbulent atmospheric noise for each interferogram (sill value over ~ 30 km, Fig. 4.4). $Sp(x)$ increases from short distances to ~ 30 km, over which it flattens for most interferograms.

We solve for the noise spectrum at each acquisition date using a least-square inversion of interferograms spectra (Appendix A.2). Figures 4.4 c and d show the inverted sill values of the spectra and their associated resolution, for each acquisition date on track 061. The highest (resp. lowest) spectra values mostly correspond to the summer (resp. winter) acquisitions, as expected from *Doin et al. (2009)*.

We select radar scenes with low and well resolved spectra sill values. Our tests show that the selection of scenes with a sill value below 1 rad and a resolution above 0.75 is a good compromise in terms of data set decimation and noise reduction on the LOS velocity maps. Only interferograms computed from these scenes are used in the time series analysis. About 25 to 45% of the images are eliminated, depending on the track number (Tab. 4.1). The resulting interferogram network for track 061 is shown on Figure 4.4 a. Supplementary materials illustrate the selection process for tracks 240, 290, 333 and 469.

Figure 4.5 (facing page): **Line-Of-Sight velocity Maps** - Mean Line-Of-Sight velocity maps from time series analysis for each track. One color cycle (yellow/pink/green) is 9 mm/yr toward the satellite. Fault traces as in Figure 4.1. Boxes show location of profiles on Figure 4.6. Background shade is from SRTM DEM.



4.5.3 Analysis of Mean LOS Velocity Maps

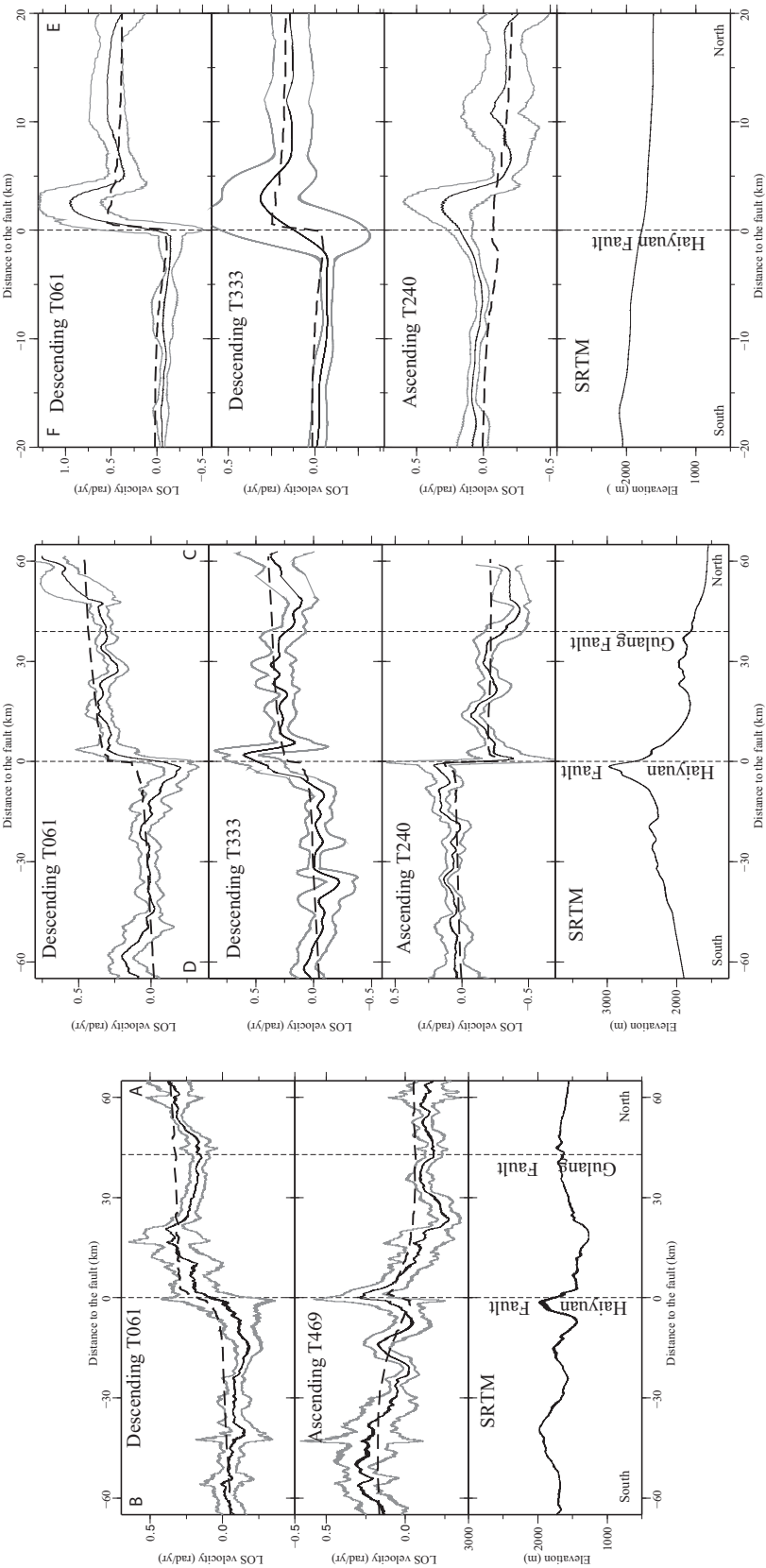
Figure 4.5 shows the LOS velocity maps obtained for two ascending and three descending tracks after georeferencing to the ground geometry. The residual noise level of the velocity maps is greatly reduced compared to that of the corresponding interferograms (Fig. 4.4 b and supplementary materials). It varies from 0.15 rad.yr^{-1} for track 061 to about 0.25 rad.yr^{-1} for track 469. This corresponds to 30 to 50% of the expected velocity step across the fault (0.5 rad.yr^{-1} corresponds to 6 mm.yr^{-1} in fault parallel velocity, assuming a pure strike-slip motion on a vertical fault) (Cavalié *et al.*, 2008). The higher noise level on track 469 (Fig. 4.5) likely results from the dataset quality, with fewer images than on other tracks, affected by a more significant turbulent tropospheric signal (Tab. 4.1).

The first remarkable feature on Figure 4.5 is the steep LOS velocity gradient across the Haiyuan fault, on all tracks. This step has opposite signs on descending and ascending tracks, consistent with left-lateral motion, and reaches up to 0.5 rad.yr^{-1} along LOS (Fig. 4.5 and Fig. 4.6). The shape of the velocity profiles across the fault is in overall consistent with a classic arctangent shape predicted by elastic models across a strike-slip fault (Savage and Burford, 1973). However, along-strike variations of the strain distribution are observed, in the near fault zone in particular, due to the combination of horizontal and vertical motion or to various degrees of coupling in the seismogenic zone.

The velocity gradient across the fault varies from west to east. While rather smooth along the trace of the 1920 rupture (Fig. 4.5 and Fig. 4.6 a.), it becomes sharper and concentrated in a 35 km-long narrow zone along the Lao Hu Shan (LHS) segment at the eastern end of the Tianzhu gap (Fig. 4.5 and Fig. 4.6 b). Furthermore, the LOS velocity step observed in the near fault zone is higher than that in the far field (Fig. 4.6 b). These observations suggest that the upper seismogenic part of the crust is fully locked along the 1920 rupture segment and is creeping along the LHS segment, at a rate that may exceed the tectonic loading rate at depth.

In between these 2 segments, the left-stepping releasing jog ($\sim 10 \text{ km}$ -long and 5 km -wide) shows a LOS velocity increase on both ascending and descending tracks (Fig. 4.5 and Fig. 4.6 c). This indicates a vertical motion, away from satellite, consistent with subsidence in a pull-apart basin ("Jingtai Basin" hereafter). Other subsiding areas are visible in the central part of the 1920 rupture, most likely

Figure 4.6 (facing page): **Fault Perpendicular Profiles** - Mean Line-Of-Sight velocity profiles (black lines) with 2-sigma deviation (grey lines). Dashed black lines show preferred model of Figure 4.7, corresponding elevation profiles are shown at bottom. Profile location are shown on Figure 4.5: **a.** 1920 rupture, **b.** Tianzhu gap and **c.** Jingtai Basin.



c. Jing Tai basin

b. Lao Hu Shan

a. 1920 Rupture

corresponding to mining or other human-related activities.

A velocity gradient of up to 0.25 rad.yr^{-1} along the LOS is also visible about 40 km north of the Haiyuan fault and may be associated with predominantly left-lateral motion on the Gulang fault.

4.6 Fault slip-rate Modeling

To investigate further the spatial variations of the strain rate along the different segments of the fault, we invert the LOS velocity maps to estimate a slip-rate on the deep part of the fault and the slip-rate distribution along its shallow part.

4.6.1 Model Geometry and Parametrization

Our fault model is based on the following simplifications: (1) slip on the deep section of the fault, below the 20 km seismogenic depth (*Lasserre et al., 2001*), is assumed to be purely horizontal and uniform, (2) slip on the shallow section can vary along strike in amplitude and rake. We assume that the fault is vertical. Its shallow part is divided into two segments, corresponding to the eastern end of the Tianzhu gap and to the 1920 rupture, following the fault surface trace mapped from satellite images and fieldwork. It is discretized into 512 2.5×2.5 km patches (Fig. 4.7). The deep section of the fault is considered as a unique dislocation following a smoothed trace with respect to that at the surface.

We solve for (1) both the strike-slip and dip-slip components of the slip rate on the shallow patches, (2) a uniform strike-slip rate at depth, (3) a bilinear ramp in longitude and latitude and a constant to correct for residual orbital errors for each LOS velocity map. We use the generalized least-square solution (*Tarantola, 2005*):

$$\mathbf{m}_{\text{post}} = \mathbf{m}_{\text{prior}} + (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_D^{-1} \mathbf{G} + \mathbf{C}_m)^{-1} \mathbf{G}^t \mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G} \mathbf{m}_{\text{prior}}). \quad (4.7)$$

$\mathbf{m}_{\text{prior}}$ and \mathbf{m}_{post} are the vectors of *a priori* and *a posteriori* model parameters ($\mathbf{m}_{\text{prior}}$ is the null vector). Vector \mathbf{d}_{obs} contains the LOS velocity values for all pixels covered by at least one ascending and one descending track after data decimation. We subsample each LOS velocity map using a quadtree algorithm based on the spatial phase gradient (*Welstead, 1999; Sudhaus and Jönsson, 2009*). The maximum quadtree box size is 16×16 pixels (approx. $700 \times 700 \text{ m}^2$). We eliminate pixels that are too close to the fault surface trace (less than 0.5 km from the fault). The \mathbf{G} matrix contains the LOS velocity kernels on each subsampled data point computed for unit slip-rate values on each fault patches. We model the 3D surface displacement using the analytical solution of *Okada (1985)* for a rectangular dislocation embedded in a semi-infinite homogeneous elastic half-space. The projection in the

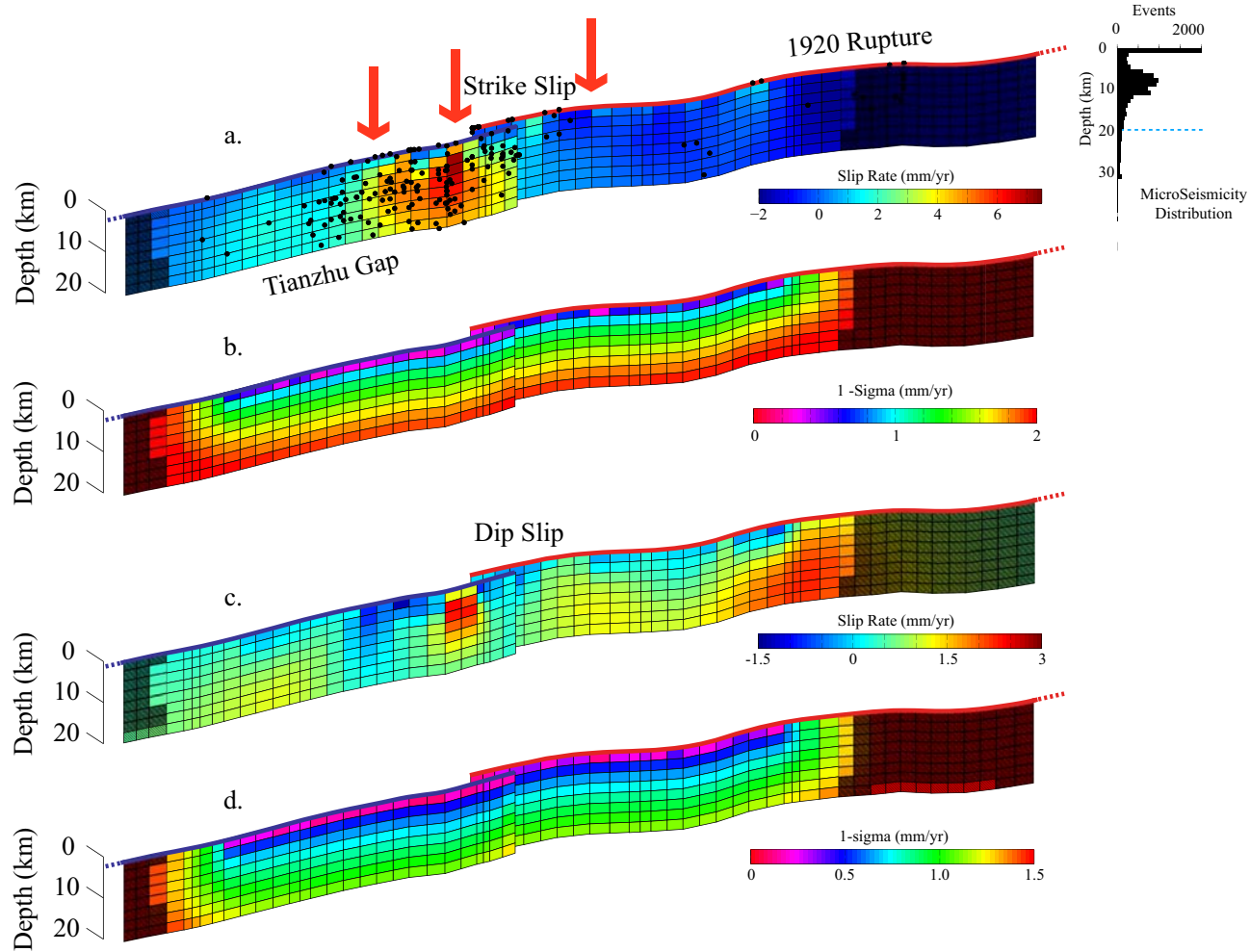


Figure 4.7: **Shallow slip model** - Vertical $2.5 \times 2.5 \text{ km}^2$ gridded fault model in the upper 20 km, with inverted shallow slip rate distribution and associated standard deviation: (a) and (b) strike-slip and (c) and (d) dip-slip components. Positive values are for east ward and uplift motion south of the fault, respectively. Blue and red line outline the Tianzhu gap and 1920 rupture fault traces. Grey shaded fault patches correspond to patches on which model is poorly resolved ($R < 0.63$).

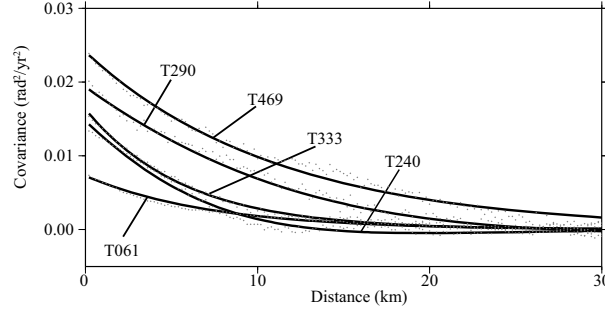


Figure 4.8: **Data Noise Description** - Empirical covariogram (grey dots) and fitted covariance functions (continuous lines) for each track.

LOS takes into account for the incidence angle at each pixel location. Additional terms in \mathbf{G} are related to the modeling of residual orbital ramps.

The model covariance matrix \mathbf{C}_m is used to smooth the slip-rate solution on the shallow section of the fault (*Radiguet et al., 2011*). It is defined as:

$$\mathbf{C}_m(\mathbf{i}, \mathbf{j}) = \left(\frac{\sigma_m \lambda_0}{\lambda} \right)^2 e^{-\frac{d(\mathbf{i}, \mathbf{j})}{2\lambda}}, \quad (4.8)$$

where σ_m is the *a priori* standard deviation of the slip-rate model parameters, fixed at 10 mm.yr^{-1} , λ is the correlation length (ie. the smoothing characteristic distance), λ_0 is a scaling factor fixed at 2.5 km, which corresponds to the mean distance between adjacent, shallow patches and $d(i, j)$ is the distance between patches i and j . The exponential form in equation 4.8 allows more smoothing at long distances and more variability at small distances than a gaussian form (*Radiguet et al., 2011*). The strike-slip and the dip-slip components on fault patches are independent, so that \mathbf{C}_m is built as two independent blocks, one for each component. Covariances on the strike-slip rate at depth and on the bilinear ramp terms are set high enough to ensure a sufficient degree of freedom.

\mathbf{C}_D is the downsampled data covariance matrix that takes into account the residual spatially correlated noise of the mean LOS velocity maps, using the empirical covariance function of each map (*Sudhaus and Jönsson, 2009*, Fig. 4.8 and Appendix A.3).

4.6.2 Inversion Results

We perform the inversion for different values of the correlation lengths λ_{Strike} and λ_{Dip} for the shallow strike-slip and dip-slip rates, respectively. Each solution is characterized by a data-model RMS and a roughness:

$$\rho = \frac{\sum |\nabla^2 \mathbf{m}_{\text{post}}|}{2N_p}, \quad (4.9)$$

where $\nabla^2 \mathbf{m}_{\text{post}}$ is the spatial Laplacian of the slip rate distribution and N_p is the number of fault patches (Jönsson *et al.*, 2002). We use the L-curve criterion to determine the optimal smoothing (Hansen, 1992). Our preferred model is chosen for $\lambda_{\text{Strike}} = 12$ km and $\lambda_{\text{Dip}} = 16$ km (Fig. 4.7), as a good compromise between model roughness and the RMS (Fig. 4.9). The *a priori* RMS, computed with $\mathbf{m}_{\text{prior}}$, is ~ 1 mm.yr⁻¹. The *a posteriori* RMS, computed from the preferred \mathbf{m}_{post} , is 0.6 mm.yr⁻¹. The fit to data is shown on profiles on Figure 4.6. An oversmoothed model with a large correlation length ($\lambda \gg 100$ km) would give an *a posteriori* RMS around 0.7 mm.yr⁻¹, suggesting that most of the RMS decrease between *a priori* and *a posteriori* models is due to the modeling of the slip rate on the deep section of the fault, fitting far field observations. Uncertainties on the model parameters, as well as trade-offs between parameters (Fig. 4.10), are computed from the *a posteriori* model covariance matrix (details are given in Appendix A.4).

The inverted, deep left-lateral slip rate is 5.3 ± 1 mm.yr⁻¹, in overall agreement with previous InSAR or GPS derived studies (Gan *et al.*, 2007; Cavalié *et al.*, 2008). As the spatial wavelength of the residual orbital ramps is comparable to that of the far field deformation, the deep slip rate is correlated with residual orbital parameters (Fig. 4.10). The correlation is low with the longitude ramp (± 0.2 , positive for descending orbits, negative for ascending orbits), and high with the latitude ramp (± 0.7), as expected from the fault orientation. This correlation results in a deep slip rate variation of ~ 0.6 mm.yr⁻¹, which remains below the 1σ error on the deep slip rate (~ 1 mm.yr⁻¹).

The slip rate on the shallow part of the fault is highly variable (Fig. 4.7). Three distinct sections can be identified. (1) The western section of the Tianzhu gap, west of the Lao Hu Shan, can be considered as locked. Shallow slip rate values do not exceed 2 mm.yr⁻¹, on the order of uncertainties for both slip components, (2) The fault section that ruptured during the 1920 Haiyuan earthquake appears locked as well. Fault patches at the eastern edge of this section show dip-slip motion. However, they are associated with a poor resolution (< 0.6) at model edges. This likely results from the poor data quality in this area, as track 290 and 469 have the highest noise level (Fig. 4.8). (3) In between the two locked sections, a creeping zone is observed along the eastern end of the Tianzhu gap, as inferred from the mean LOS velocity maps (Fig. 4.5). It extends for about 35 km along strike, down to the imposed 20 km depth, with most of the creep concentrated between 5 and 15 km depth. Slip is mostly strike-slip, with a maximum rate of 8 ± 2 mm.yr⁻¹, and a mean rate of 5 ± 1.5 mm.yr⁻¹. The strong subsidence observed in the Jingtai basin (Fig. 4.5 and Fig. 4.7) is partly explained by a very localized dip-slip motion on the southern bound of the basin, with a rate of 3 ± 0.5 mm.yr⁻¹ (Fig. 4.6).

The correlation between the estimated strike-slip rates on shallow fault patches and the deep slip rate increases with depth but remains low, below 0.18. The correlation between the shallow dip-slip rate and the deep slip rate is even lower, 0.03

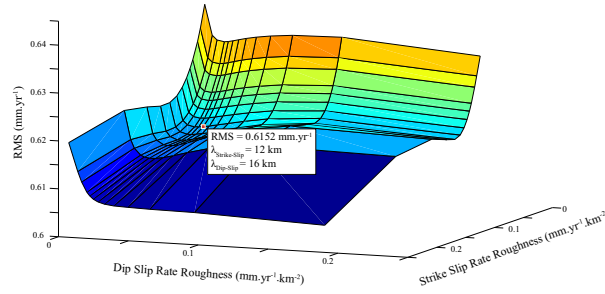


Figure 4.9: **L-Curve Criterion** - Data-Model Root Mean Square as a function of dip-slip rate and strike-slip rate roughnesses. Preferred model is shown by red dot.

at maximum. This suggests that the inversion of shallow slip rate values is poorly sensitive to the determination of the deep slip rate. Finally, we note that the resolution for the dip-slip values is in overall larger than that of the strike-slip values, likely due to the InSAR acquisition geometry.

4.7 Discussion

4.7.1 Model Limitations

All previous InSAR studies of interseismic deformation in China rely on the inversion of average LOS velocity profiles across faults, using 2-dimensional fault models in an elastic half-space (*Wright et al.*, 2004; *Taylor and Peltzer*, 2006; *Cavalié et al.*, 2008; *Elliott et al.*, 2008; *Whang et al.*, 2009) or thin plate modeling that takes into account medium properties variations on both sides of the fault (*Jolivet et al.*, 2008). Along-strike strain variations are generally neglected. This study shows that such variations can be detected along faults in Tibet, thanks to the large radar data archive acquired by the ERS and Envisat satellites and an appropriate processing, as for the well-documented San Andreas fault in California (e.g. *Ryder and Bürgmann*, 2008).

However, some limitations remain in our modeling related in particular to the simplified geometry and discretization of the modelled fault, and to kinematic assumptions. The deep slip-rate likely varies along-strike, as the fault veers to the South-East and splits into several branches, east of the Yellow river. Indeed, estimates of the long-term Holocene slip rate decrease from west to east (*Lasserre*, 2000; *Li et al.*, 2009). Furthermore, the deep slip is probably not purely horizontal, given the complex 3-D geometry of the fault system (*Gaudemer et al.*, 1995). Given the loss of resolution with depth and the difficulty of modelling long spatial wavelengths of the signal, we cannot account for such refinements at depth.

Figure 4.6 also shows that our model does not correctly reproduce the observed

velocity near the fault. The fit could probably be improved by assuming smaller fault patches at shallow depth (i.e. less than 2.5 km depth), a variable correlation length (i.e. smoothing) and introducing slight variations of the fault dip angle along strike at shallow depth.

Finally, we ignore the influence of the Gulang strike-slip fault on the surface velocity field. We quantify below the consequences of this assumption on the estimate of the Haiyuan fault slip-rate.

4.7.2 Tectonic loading rate

The Gulang fault splays eastward from the Haiyuan fault in between the Leng Long Ling and the Jing Qiang He segments and merges with the Tianjing Shan thrust, east of the Yellow river (Fig. 4.1). It acts as a south-dipping lateral thrust ramp branching off the Haiyuan fault (*Gaudemer et al., 1995*). Both the Haiyuan fault and the Gulang fault should be taken into account to estimate the present-day tectonic loading between North Eastern Tibet to the South and the Gobi-Ala Shan platform to the North.

A clear velocity step can be seen along the Gulang fault trace in the LOS velocity maps of tracks 61, 333, and 240 and along associated profiles (Fig. 4.5 and 4.6). The velocity gradient is conspicuous near 104°E, about 40 km north of the Haiyuan fault, with several strands forming a wide pushup structure, and becomes sharper near 104.5°E, after stepping to the north (Fig. 4.5, 4.6a and 4.6b). However, the Gulang fault related velocity gradient is hardly detectable on the ascending track 469, most likely because of the higher noise level (Fig. 4.8). This velocity change is consistent with left-lateral slip on the Gulang fault, probably combined with North-directed thrust motion, and is about one third of that observed across the Haiyuan fault. This seems consistent with the loading rate difference between the Gulang and Haiyuan faults, estimated from other geodetic (1.3 mm.yr⁻¹ and 8.6 mm.yr⁻¹, resp., *Gan et al., 2007*) or tectonic studies (4 mm.yr⁻¹ and 10 mm.yr⁻¹, resp., *Gaudemer et al., 1995*).

Neglecting the Gulang fault in the modeling partly biases the estimate of the Haiyuan fault deep slip-rate. We therefore test the robustness of our result by masking out the Gulang fault area in the velocity maps and inverting a subset of the surface data around the Haiyuan fault. The *a priori* model RMS for this data subset is 0.97 mm.yr⁻¹, while its *a posteriori* RMS is 0.56 mm.yr⁻¹. The inverted parameters slightly differ from that of the previous model: no significant changes are observed on the shallow slip estimates, the residual orbital parameters vary by less than 5% and the deep slip rates are comparable for both models within the error bars (6.1 ± 1 mm.yr⁻¹ instead of 5.3 ± 1 mm.yr⁻¹). We emphasize that further quantification and model refinement are out of the scope of this paper, as an extended study of the 3D geometrical complexity of the fault system at depth would

probably require a wider spatial coverage of the area.

Finally, we conclude on a low present-day loading rate of the Haiyuan fault along the studied segments, $\sim 5 \text{ mm.yr}^{-1}$. This is in keeping with recent GPS-derived and ERS InSAR studies (*Cavalié et al., 2008; Loveless and Meade, 2011*), but contrasts with the significantly higher estimates of the long-term, Holocene rate on the same fault segment (*Lasserre et al., 1999*).

4.7.3 Shallow creep

The existence of a shallow, 35 km-long, slipping zone at the junction between two locked fault segments, one that ruptured during the Mw 8, 1920 earthquake, and one considered as a seismic gap in the late stage of its seismic cycle, is intriguing and raises many questions. The characteristics of this shallow slip, the relationship with the current seismic activity and past earthquakes, the potential mechanisms, as well as the implications on the seismic hazard in the Tianzhu gap area, are discussed below.

The shallow slipping zone along the Lao Hu Shan segment (LHS) is coincident with a cluster of micro-earthquakes, in contrast with the two locked segments on both sides (Fig. 4.1 and 4.7). Over the observation time period (2003-2009), the geodetic moment released by the shallow slip is $\sim 7.9 \times 10^{17} \text{ N.m}$ (eq. Mw 5.9), more than 30 times larger than the cumulative seismic moment of the recorded earthquakes of $\sim 2.5 \times 10^{16} \text{ N.m}$, indicating that most of the observed shallow slip is aseismic. The corresponding average creep rate, $\sim 5 \text{ mm.yr}^{-1}$, is similar to the loading rate at depth, suggesting that there is, in overall, no stress increase along the LHS segment between 2003 and 2009. However, locally, the aseismic slip rate reaches values slightly higher than the loading rate (Fig. 4.7). Temporal fluctuations of the creep rate thus may have occurred during the studied period, with episodic bursts that may be related to the microseismic activity.

Similar observations of shallow creep have been made along different sections of the San Andreas fault (SAF). Reported creep rates along the SAF are lower than, or equal to the plate loading rate, and vary along strike (*Lyons and Sandwell, 2003; Schmidt et al., 2005; Funning et al., 2007a; Ryder and Bürgmann, 2008*) and through time (e.g. *de Michele et al., 2011*). Interactions between aseismic slip, microearthquakes and larger earthquakes have been investigated. *Lohman and McGuire (2007)* explain a seismic swarm near the Salton Trough as being driven by aseismic processes, using the rate and state formalism (*Dieterich, 1994*). *Waldhauser et al. (2004)* suggest that the fault behavior, including creeping and locked segments, and seismicity features at shallow depth, such as streaks of microearthquakes along creeping fault zone (*Rubin et al., 1999*) or gaps in the seismicity, may relate to long lived geometrical, frictional or rheological variations along the fault. *Johanson and Bürgmann (2005)* suggest that segments devoid of

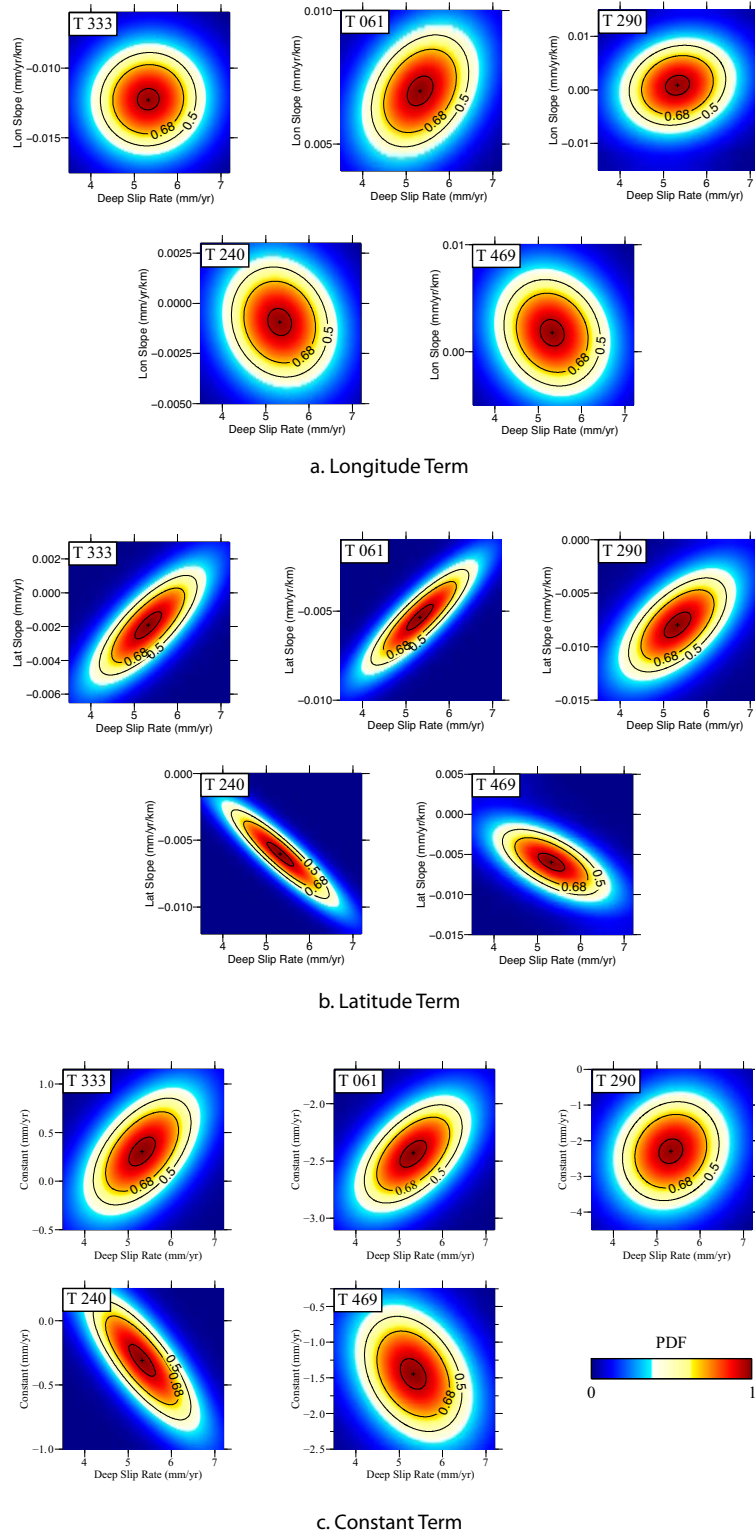


Figure 4.10: **Model parameter tradeoffs** - Probability density function from the *a posteriori* model covariance matrix between deep slip rate and each of the orbital ramp terms (along longitude, latitude and constant). Contour for PDF values of 0.5, 0.68 (ie. σ) and 0.95 are shown in black.

microseismicity are likely locked and prone to generate large ruptures, while segments that exhibit strong micro- to moderate seismic activity mostly release strain by aseismic slip.

We have very few elements to discuss whether the shallow creep process along the Haiyuan fault can be considered as transient or in a steady state at the scale of the seismic cycle. The stress perturbations induced by the 1920 and 1927 earthquakes (both shear stress increase and normal stress decrease along the LHS segment) may have triggered the transient creep and the cluster of microseismicity along this segment. Such a triggering process can be described by rate and state friction laws along velocity strengthening fault segments (*Dieterich, 1994*). High pressure fluids likely circulate in the fault zone and are commonly invoked as contributing to the normal stress decrease on the fault plane, thus favoring transient or steady state creep (*Morrow et al., 2000*). However, there is no clear reason why it should occur exclusively on the LHS segment. The fault zone composition and structure may play an important role as well. Weak minerals, like talc, serpentinite or saponite, are known to decrease the friction coefficient along faults, favoring stable sliding or transient creep at depth as shallow as 0–4 km (*Moore and Rymer, 2007; Lockner et al., 2011*). In gouge zones in the upper crust, pressure solution mechanism is another possible creep mechanism that may dominate over other processes below a few kilometers from the surface. The nature of grains in the fault gouge, their size and spatial organization strongly influence whether creep is transient or permanent and control the fault seismic behavior (*Gratier et al., 2011*). A 500 m-wide shear zone with serpentine boudins has been observed in the LHS, south of the active Haiyuan fault trace. This trace is also marked by a ~ 60 m-wide gouge zone, containing gypse crystals (*Lasserre, 2000*). However, shear zones and gouge are observed elsewhere along the fault and not always lead to shallow creep. Further geological and geodetic observations would be necessary to conclude on the mechanisms of the observed creep and its temporal characteristics.

The occurrence of a future large earthquake on the Tianzhu gap remains a plausible threat, with an expected moment magnitude of 8 to break 150 km-long, 20 km-deep fault section bearing a 5 m slip deficit accumulated over 1000 years. Large ruptures often nucleate near major fault bends and jogs (*King and Nabelek, 1985; Wesnousky, 2006*), and may result from stable sliding acceleration, as modelled by *Lapusta and Liu (2009)* and recently observed by *Bouchon et al. (2011)*. Because the observed shallow creep on the Haiyuan fault lies at the eastern end of the Tianzhu gap, near a major stepover of the fault system, and shows evidence of episodic slip rate increase in the recent years, one may speculate that the LHS fault segment is currently the locus of a process that will trigger the next large event on the Haiyan Fault.

4.8 Conclusion

The time series analysis of interferograms from three descending and two ascending tracks of the Envisat satellite allows us to investigate the spatial variations of interseismic strain along the Haiyuan fault system between 2003 and 2009. The maps of the LOS surface velocity are consistent with a left-lateral motion across the fault and reveal a narrow, ~ 35 km-long zone of high strain, near the junction between the Tianzhu seismic gap and the fault section, which broke in the 1920, Mw 8 Haiyuan earthquake. The slip rate distribution on the fault plane derived from data inversion shows along-strike variations. At shallow depth (0-20 km), the western part of the Tianzhu gap and the fault section that ruptured in 1920 appear to be locked and are devoid of seismic activity. The 35 km-long Lao Hu Shan segment between the locked sections experiences shallow slip and is coincident with a cluster of micro-earthquakes. This shallow slip is interpreted as due to a creeping process, producing mostly left-lateral movement and a zone of subsidence within the Jingtai pull-apart basin. The average shallow slip-rate ($\sim 5 \text{ mm.yr}^{-1}$) is comparable in magnitude with the estimated loading rate at depth, assumed to be constant along the fault. This suggests the stress is not increasing on the LHS segment at the present time. However, the data may suggest that some episodic accelerations of the creep have occurred during the study period, a transient process that could be the manifestation of the nucleation mechanism of a future event that may eventually rupture the Tianzhu seismic gap. A better characterization of the observed transient would require further analysis of the temporal fluctuations of the surface velocity field at the decadal scale, combined with seismological and geological studies. The present study, as a recent one along the San Andreas fault (*de Michele et al., 2011*), emphasizes the need for continuous monitoring of creeping segments in the vicinity of major seismic gaps as they should provide hints of ongoing nucleation processes.

Variations temporelles du taux de glissement asismique le long de la lacune de Tianzhu

Sommaire

5.1	Introduction	109
5.2	Creep rate fluctuations at a decadal scale	113
5.3	Shallow creep rate fluctuations over the 2003-2009 period	114
5.3.1	Envisat InSAR time series analysis	116
5.3.2	Surface creep evolution	117
5.3.3	Principal Component analysis and creep modeling	119
5.3.3.1	Principal Component Analysis	120
5.3.3.2	Aseismic slip modeling	122
5.4	Discussion	125
5.4.1	Creep rate fluctuations	125
5.4.2	Slip budget	125
5.4.3	Micro- and Moderate seismicity	126
5.5	Conclusion	127

Les recherches présentées dans ce chapitre ont été réalisées en collaboration avec C. Lasserre (ISTerre), M.-P. Doin (ENS), G. Peltzer (UCLA), R. Dailu (SIL, CEA) et J. Sun (CEA). Ce chapitre devrait être soumis au journal *Geophysical Journal International* avant la soutenance de cette thèse sous le titre “Creep rate temporal variations along the Haiyuan fault seismic gap”. Au cours de ce chapitre, nous explorons les variations temporelles du taux de glissement asismique le long du segment identifié au chapitre 4 sur une période de 20 ans et au sein de la période 2003-2009.

5.1 Introduction

The 1000 km-long Haiyuan Fault System (HFS) accommodates dominantly left-lateral motion as well as shortening at the North-Eastern boundary of the Ti-

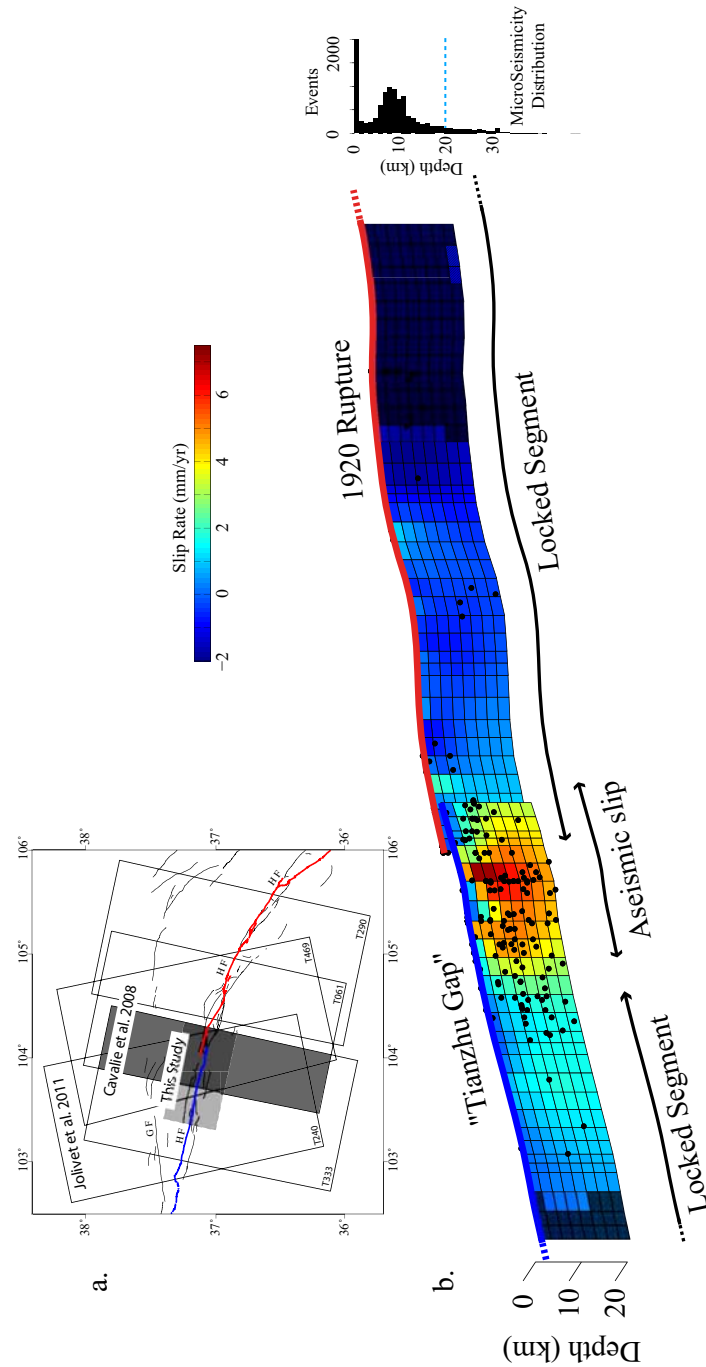


Figure 5.1: **Map and average aseismic slip rate distribution** - Modified from Jolivet et al., 2011 **a.** Sketch map of the Haiyuan fault system; HF: Haiyuan Fault; GF: Gulang Fault. Fault traces are in black. Red line represents the surface rupture of the 1920 M8 Haiyuan earthquake. Blue line represents the eastern section of the millennial Tianzhu seismic gap. Black rectangles show the SAR data coverage of ascending tracks 240 and 469 and descending tracks 333, 061 and 290, analyzed by Jolivet et al., 2011 (Envisat, 2003-2009) and partly by Cavalié et al., 2008 (ERS, 1993-1998, tracks 333 and 061 only). Grey shading indicates location of figure 5.2 for inter-comparison of both studies. **b.** Mean creep rate distribution inverted from Envisat data and associated seismicity ($2 \leq M_1 \leq 4.7$, Chinese Earthquake Administration, Seismological Institute of Lanzhou).

betan plateau. In its recent seismic history, two major earthquakes ruptured the HFS (Fig. 5.1): the Haiyuan 12-16-1920, Mw 8-8.3 Haiyuan earthquake broke the ~240 km-long section of the Haiyuan fault, with a left-lateral mechanism (*Zhang et al.*, 1987; *Gaudemer et al.*, 1995) and the 05-23-1927, Mw~8 Gulang earthquake occurred on thrusts in the south-eastern part of the Qilian Shan (*Gaudemer et al.*, 1995; *Xu et al.*, 2010). The Haiyuan fault section extending from the western end of the 1920 rupture, to the east, to the junction with the Gulang fault and possibly beyond, to the west, is considered as a millennial seismic gap, referred to as the Tianzhu gap, that could as well rupture into a M~8 earthquake (*Gaudemer et al.*, 1995; *Liu-Zeng et al.*, 2007). Estimates of the quaternary fault slip rate suggest an overall decrease from more than 10 mm.yr⁻¹, west of 102.5°E, to ~5 mm.yr⁻¹, east of 105.3°E (*Zhang et al.*, 1988; *Lasserre et al.*, 1999, 2002; *Li et al.*, 2009). Geodetic estimates of the present day strain accumulation rate range between 4 and 8 mm.yr⁻¹ but do not consider lateral variations of the strain rate (*Gan et al.*, 2007; *Cavalié et al.*, 2008; *Jolivet et al.*, 2011b).

Recently, Synthetic Aperture Radar Interferometry (InSAR) studies highlighted the intriguing behavior of the fault at shallow depth at the junction between the seismic gap and the 1920 rupture trace. *Cavalié et al.* (2008) mapped the averaged surface strain rate across the fault from the stacking of sparse ERS data spanning the 1993-1998 period. They first revealed the presence of shallow creep across the Haiyuan fault, in this junction area. Extending the study area and using a dense Envisat InSAR dataset spanning the 2003-2009 period, *Jolivet et al.* (2011b) further constrained the creep lateral extension to a 35 km-long segment and described its distribution at depth (Fig. 5.1). In overall, most of the accumulated strain is released aseismically. The creep distribution shows lateral rate variations and the maximum value is significantly higher than the tectonic loading rate, suggesting transient accelerating creep episodes.

Aseismic slip has been observed on few major continental strike-slip faults, among which the San Andreas fault, California (*Lienkaemper et al.*, 1991; *Bürgmann et al.*, 1998; *de Michele et al.*, 2011) and the North Anatolian fault, Turkey (*Ambraseys*, 1970; *Çakir et al.*, 2003), thanks to the continuous improvements of geodetic measurements accuracy. These studies enlighten the fundamental role of aseismic slip on the slip budget during the seismic cycle (*Ryder and Bürgmann*, 2008) and on earthquake nucleation (*Bouchon et al.*, 2011). Permanent creep may, as well, act like a barrier to slip propagation (*Kaneko et al.*, 2010), so as major fault discontinuities (*King and Nabelek*, 1985; *Wesnowsky*, 2006). Continuous and dense monitoring of surface strain temporal evolution in between major fault segments and especially near large seismic gaps during the interseismic period provides insight into the understanding of the seismic cycle.

Following geodetic studies revealing the temporal variations of aseismic slip rate (*Murray and Segall*, 2005), we investigate the present day temporal behavior

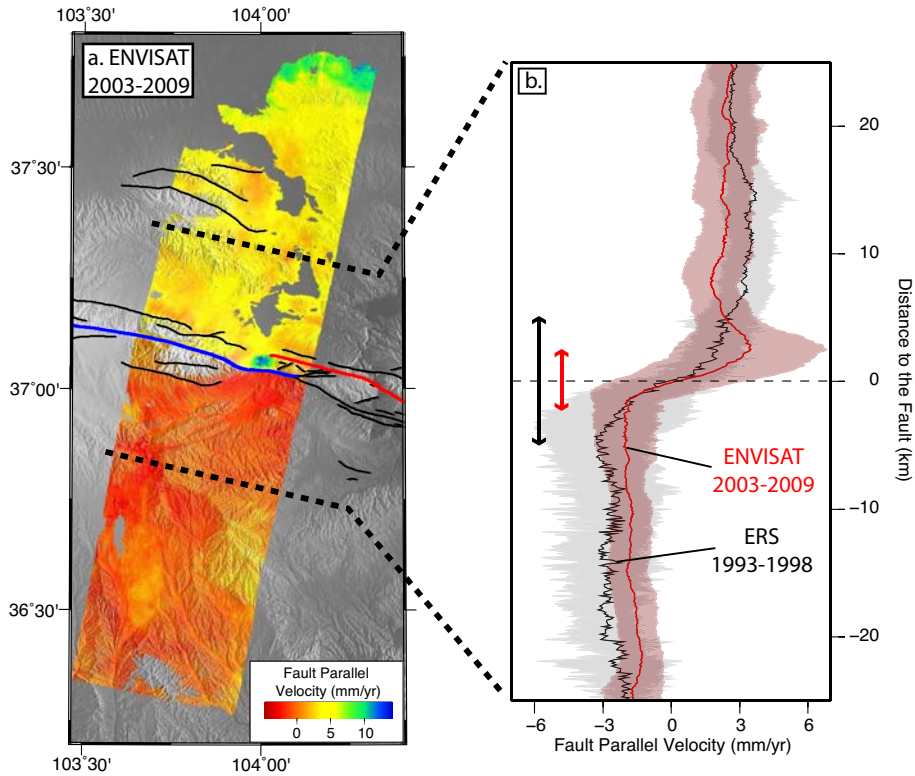


Figure 5.2: **Fault parallel velocity comparison** - **a.** Fault parallel average velocity map covering the overlapping area of tracks 333 and 061, derived from Envisat LOS velocity maps from Jolivet et al. 2011. **b.** Fault perpendicular profiles of the fault parallel velocity. Red (resp. black) profile with associated 1- σ errors in shaded colors is from this study (resp. from Cavalié et al. 2008).

of the strain accumulation during the 1993-2009 period in the vicinity of the junction between the Haiyuan 1920 earthquake rupture trace and the Tianzhu seismic gap. We first analyze the fault behavior at a decadal scale, comparing averaged velocities across the Haiyuan fault from studies by *Cavalié et al. (2008)* and *Jolivet et al. (2011b)*. We then investigate strain temporal variations between 2003 and 2009 using the time series analysis of densely sampled InSAR data. We finally model the temporal evolution of the shallow creep rate using an adapted version of the Principal Components Analysis Inversion Method (hereafter called PCAIM; *Kositsky and Avouac, 2010*).

5.2 Creep rate fluctuations at a decadal scale

We compare fault perpendicular profiles of strain rate increase averaged over the 1993-1998 period and the 2003-2009 period to estimate the evolution of the fault behavior at shallow depth at a decadal scale.

From the stacking of 4 and 5 ERS interferograms, corrected from stratified tropospheric delays, on track 061 and 333, respectively, *Cavalié et al. (2008)* produce an average strain rate map on the overlapping area of the two tracks, revealing a high strain gradient across the fault. Assuming no vertical motion and no fault perpendicular strain, they projected the Line-Of-Sight (LOS) velocities into the fault parallel direction and then averaged the resulting strain rates into a fault perpendicular profile. Their modeling yields a $4.2\text{--}8\text{ mm.yr}^{-1}$ short term fault slip rate and rapid shallow creep between 2 and 7 km at depth along the fault plane, with a 11 mm.yr^{-1} slip rate.

With a similar interferometric processing, *Jolivet et al. (2011b)* selected 90 and 47 Envisat interferograms, spanning the 2003-2009 period, on tracks 061 and 333, respectively, as inputs to a constrained time series analysis (*Lopez-Quiroz et al., 2009*) to produce average velocity maps over the same area as *Cavalié et al. (2008)* and to infer an averaged creep distribution. The same geometrical assumptions were made to produce a comparable averaged fault parallel velocity profile across the Haiyuan fault (Fig. 5.2).

The tectonic loading rate (i.e. far field) determined from Envisat data during the 2003-2009 period is consistent with that from *Cavalié et al. (2008)* within uncertainties. This suggests that geodetically determined slip rates are consistent through time and relevant at a decadal time scale. The noise level of the 2003-2009 profile is smaller than that of the 1993-1998 profile, due to the larger amount of data processed by *Jolivet et al. (2011b)* and to the applied constrained inversion scheme (*Lopez-Quiroz et al., 2009*). Therefore, *Jolivet et al. (2011b)* provide a finer estimation of the interseismic loading rate, about $5\pm1\text{ mm.yr}^{-1}$.

Focusing on the near fault area, we observe that the high strain gradient zone became narrower from the 1993-1998 period to the 2003-2009 period. Peak velocities are reached ~ 5 km away from the fault on the 1993-1998 ERS profile against ~ 2 km on the 2003-2009 Envisat profile. This suggests the top of the creeping patch at depth does not reach the surface in 1993-1998, while, on the opposite, the fault parallel average velocity map of the 2003-2009 period, as well as the shallow slip inversion shown on Fig. 5.1, indicates that creep spread shallower, up to the surface (Fig. 5.2; *Jolivet et al., 2011*). This suggests an upward creep migration from 1993-1998 to 2003-2009.

Such migration of the creep implies two possible scenarios: (1) the creeping patch extends laterally, and at depth, from a narrow patch in 1993-1998 to a wider one that finally reaches the surface and concerns the whole seismogenic fault sec-

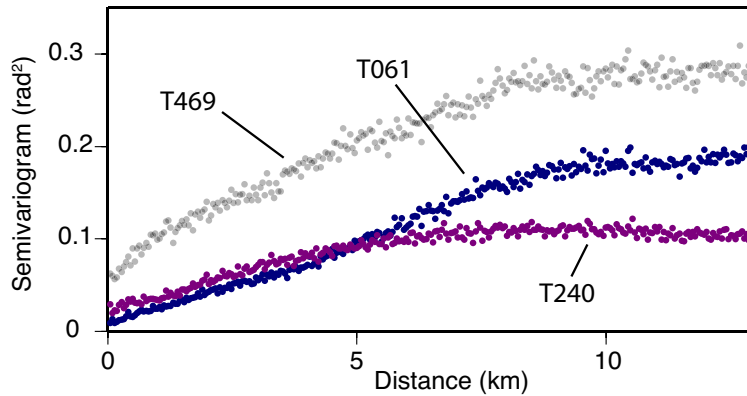


Figure 5.3: **Data set noise level** - Empirical mean semivariogram for tracks 061, 240 and 469. The sill value mentioned in the text corresponds to the semivariogram plateau at large distances.

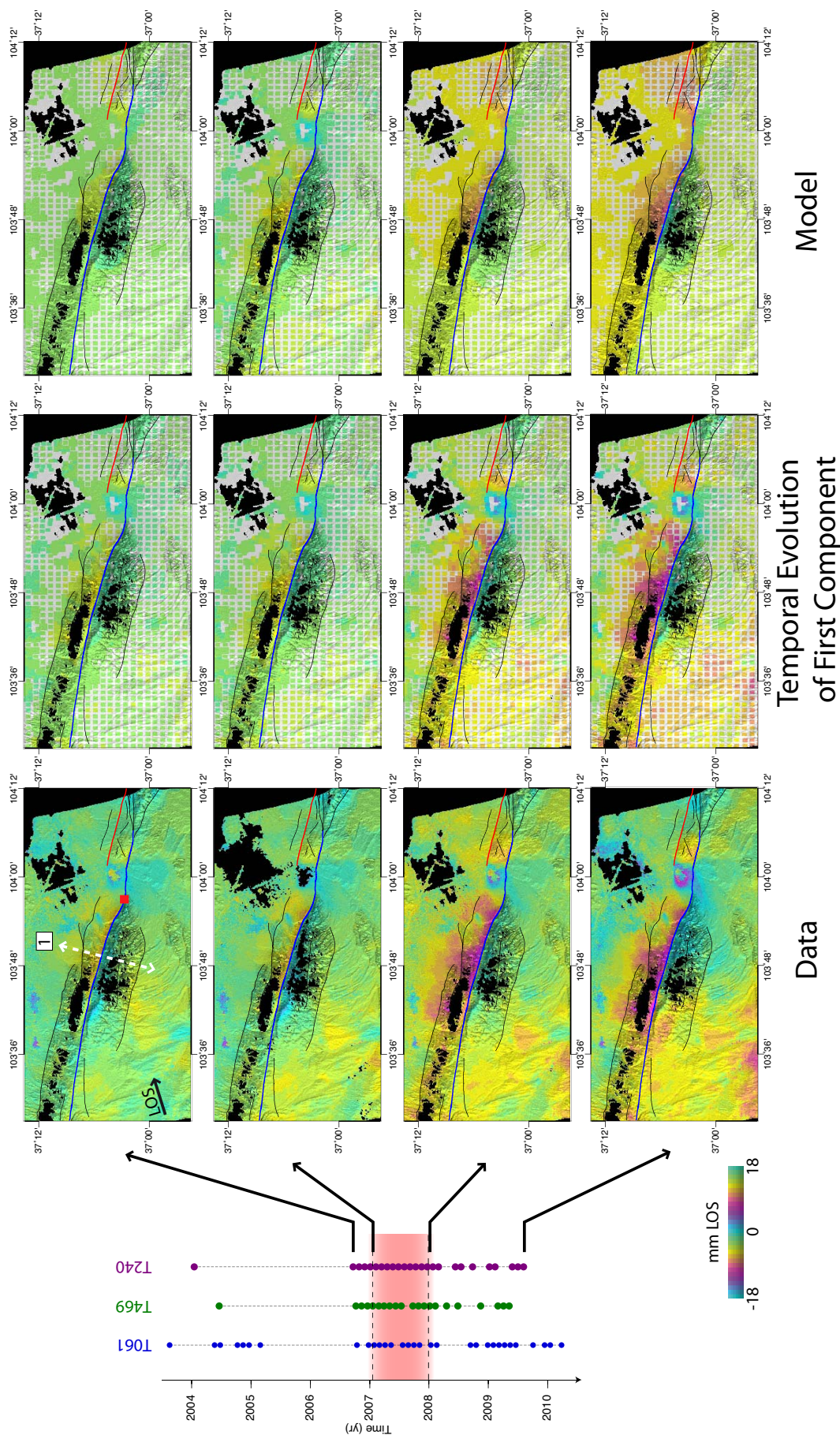
tion in 2003-2009; (2) the creeping patch only migrated to the surface. However, due to the significant trade-offs between the amount of slip on a fault patch and the patch size, it appears difficult to discriminate between these two creep propagation models.

We now focus now on shorter time scale temporal variations of the creep rate within the 2003-2009 period, with the time series analysis of a dense InSAR dataset.

5.3 Shallow creep rate fluctuations over the 2003-2009 period

In this section, we focus on a 60×60 km² area, centered on the creeping segment of the Haiyuan fault (Fig. 5.1). We analyze data from descending track 061 and ascending tracks 240 and 469, covering the 2003-2009 period, with respectively 31, 25 and 21 acquisitions. Unfortunately, no data from track 333 are used in this study, because of a loss of coherence in the near fault area. All interferograms are generated and corrected using the ROI_PAC software (*Rosen et al., 2004*) associated with the NSBAS chain, that enhances coherence over areas with

Figure 5.4 (facing page): **Smoothed temporal evolution of the ground displacements** - Left: Summary of Envisat acquisitions used in this study. Pink shaded area indicates the principal creep acceleration period. Right: Snapshots at dates 09/21/2006, 01/04/2007, 01/24/2008 and 08/06/2009 for track 240 showing surface displacements derived from the smoothed time series analysis of InSAR data (1st col.), derived from the projection along the imposed time function (2nd col.) and modeled (3rd col.). Profile 1 is on figure 5.5a.



steep topography (*Lodge et al.*, 2011). Each interferogram is corrected from stratified tropospheric delays and residual orbital effects to maximize the signal-to-noise ratio. A complete description of the interferograms generation and their correction can be found in *Jolivet et al.* (2011b). Out of the 167, 130 and 88 interferograms produced by *Jolivet et al.* (2011b) on track 061, 240 and 469, respectively, we use 87, 74 and 48 of them as input for the present time series analysis. We select these interferograms on the basis of their coherence (i.e. more than 50% of unwrapped pixels) and so that no disconnected image subset remains in a time/baseline plot.

5.3.1 Envisat InSAR time series analysis

To investigate strain rates temporal fluctuations, each pixel's phase is analyzed through time, taking into account that the selected interferograms are a combination of deformation, Digital Elevation Model (DEM) errors and residual turbulent atmospheric effects. We assume that the turbulent atmospheric phase screen is random in space and time, with a short temporal characteristic wavelength. Consequently, we apply a temporal gaussian filter on the phase evolution to smooth the high frequency atmospheric turbulences and highlight the contribution of tectonic related deformations (*Ferretti et al.*, 2001; *Berardino et al.*, 2002; *Schmidt et al.*, 2005; *Hooper et al.*, 2007). The phase evolution through time is computed from the selected interferograms by solving the following linear problem independently for each pixel:

$$\Phi_{i,j} = \varphi_j - \varphi_i \quad \text{and} \quad \varphi_1 = 0 \quad (5.1)$$

$$\forall k \in [1, N] \quad 0 = \varphi_k - \varphi_k^s - \alpha \Delta B_k^\perp, \quad (5.2)$$

where N is the number of SAR acquisitions, $\Phi_{i,j}$ is the pixel phase value for the interferogram combining acquisitions i and j , φ_i is the phase value at acquisition time i , φ_k^s is the "smoothed" phase value at the time of acquisition k , ΔB_k^\perp is the perpendicular baseline between acquisitions k and 1 and α is proportional to the Digital Elevation Model error.

Model parameters (i.e. pixel phase evolution, smoothed pixel phase evolution, DEM correction coefficient) are inverted using the generalized least square solution for linear problems (*Tarantola*, 2005):

$$\mathbf{m}_{\text{post}} = \mathbf{m}_{\text{prior}} + (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_D^{-1} \mathbf{G} + \mathbf{C}_m)^{-1} \mathbf{G}^t \mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{G} \mathbf{m}_{\text{prior}}). \quad (5.3)$$

The vectors $\mathbf{m}_{\text{prior}}$ and \mathbf{m}_{post} contain the *a priori* and *a posteriori* model parameters, respectively, with $\mathbf{m}_{\text{prior}}$ set to the null vector. The design matrix, \mathbf{G} , is built from equations 5.1 and 5.2. The data vector, \mathbf{d}_{obs} , contains interferograms pixel phase values followed by zeros. We compute the acquisition variance values by inverting the interferogram empirically determined autocovariance values in a least square

scheme. The acquisition variance values are an estimate of the noise level of each acquisition and are used in the *a priori* data covariance matrix, \mathbf{C}_D , in the lines corresponding to equation 5.2. Diagonal terms corresponding to equation 5.1 are set to a low value (i.e. 0.1 rad) and non-diagonal terms of \mathbf{C}_D are set to zero. This way, weighting is applied to the smoothed phase evolution and we ensure a reliable phase evolution reconstruction. Phase time filtering is performed through the model covariance matrix, \mathbf{C}_m , by setting non zero off-diagonal covariances between the smoothed phase values:

$$\mathbf{C}_m^{i,j} = \left(\frac{\sigma_m \lambda}{\lambda_0} \right)^2 e^{-\frac{\Delta t_{i,j}}{2\lambda}}, \quad (5.4)$$

where, σ_m is the *a priori* standard deviation (higher than the order of magnitude of expected variations, i.e. 10 rad), $\Delta t_{i,j}$ is the temporal baseline between acquisitions i and j , λ is the time correlation parameter, set to 10 years, λ_0 is a normalizing factor set to the mean temporal baseline between two consecutive acquisitions. The model variance of the DEM correction term and the phase evolution are set high enough to ensure no *a priori*. All other terms in \mathbf{C}_m are null.

For the three tracks, the root mean square between data and synthetic interferograms obtained by combining non-smoothed inverted phase values, is on the order of 0.3 rad. Furthermore, empirical semivariograms are computed, independently for each track, at each date on the smoothed phase maps over an area where no deformation is expected, and then averaged over time to describe the overall remaining noise distribution (Fig. 5.3). The sill value corresponding to the residual uncorrelated noise level at large distances is about 0.1, 0.2 rad² along the Line-Of-Sight for tracks 240 and 061 respectively. In the following, as we look for subtle temporal fluctuations, we focus on the less noisy tracks 061 and 240. We eliminate the data from track 469 that present a remaining uncorrelated noise level at large distances of 0.3 rad².

We finally correct the phase evolution through time from the interseismic loading rate, estimated at 5 ± 1 mm.yr⁻¹ (Jolivet *et al.*, 2011b), by removing the effect of a 5 mm.yr⁻¹ left-lateral semi-infinite dislocation below 20 km embedded in a semi-infinite elastic homogeneous half-space (Savage and Burford, 1973). The remaining signal is therefore related to aseismic slip occurring at shallow depth along the seismic gap.

5.3.2 Surface creep evolution

Figure 5.4 shows the LOS smoothed phase evolution on ascending track 240 in the area of the junction between the Tianzhu seismic gap and the 1920 M~8 rupture (Fig. B.1 in Supp. Mat for track 061). These surface deformation maps show the two main features identified by Jolivet *et al.*, 2011: (1) subsidence in the

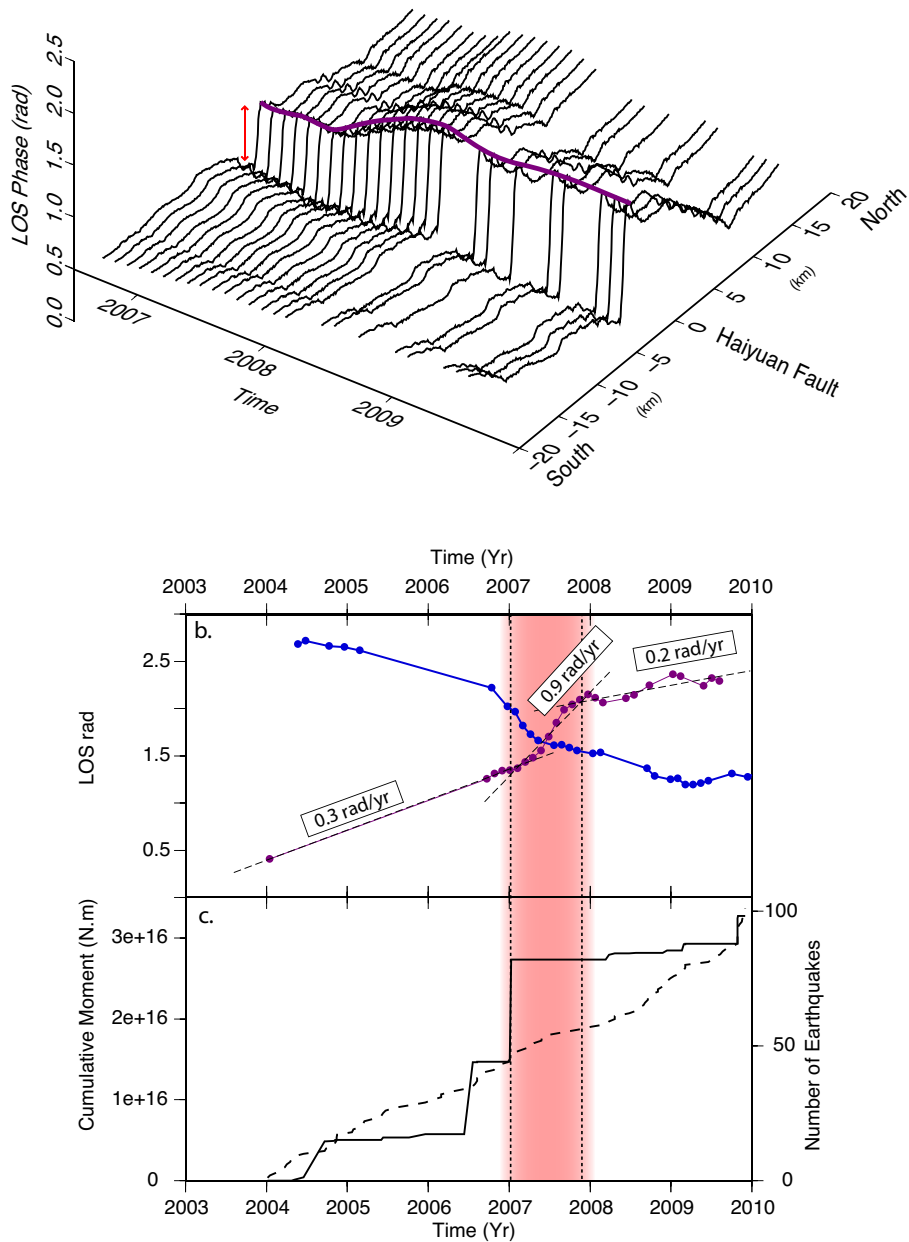


Figure 5.5: **Surface creep evolution** - **a.** Temporal evolution of surface displacements on track 240 for the profile 1, located on figure 5.4. Red arrow shows the surface creep step across the fault. **b.** Surface creep step evolution on ascending track 240 (purple) and descending track 061 (blue) determined from profiles shown in **a.**. Pink shaded area brackets the main creep acceleration period. **c.** Cumulative seismic moment (black) and cumulative number of earthquakes (dashed) along the creeping segment. The two largest events occurs in mid 2006, M_l 4.5 and early 2007, M_l 4.7.

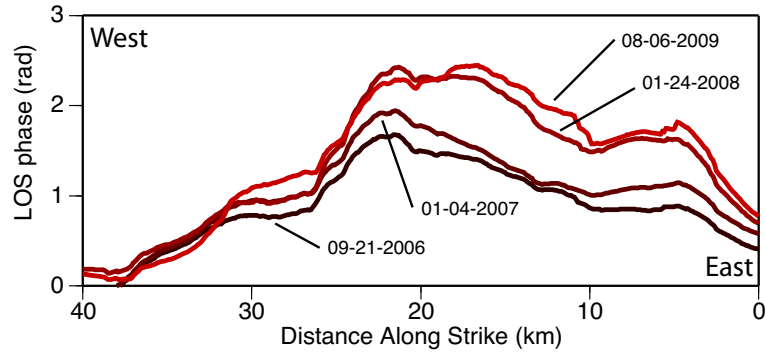


Figure 5.6: **Surface creep distribution** - Along-strike surface creep rate distribution along the Haiyuan fault at dates 09/21/2006, 01/04/2007, 01/24/2008 and 08/06/2009 for track 240. The zero is indicated by a red square on figure 5.4

extensional jog in between the 1920 rupture trace and the eastern Tianzhu gap; (2) a 35 km-long creeping segment on the eastern Tianzhu gap.

We extract from track 061 and 240 a 10 km-long 500 m-wide fault perpendicular profile of the smoothed LOS phase change at each acquisition time (Fig. 5.5a). These profiles are used to estimate the surface creep evolution at the location indicated on Figure 5.4. On both tracks, the surface creep rate increases between early 2007 and early 2008 (Fig. 5.5b). On track 240, the surface creep rate estimated on the 2003-2007 period and on the 2008-2009 period is about 0.2 rad.yr^{-1} (equivalent to a 2.5 mm.yr^{-1} velocity assuming purely horizontal displacements parallel to the Haiyuan fault), while it reaches 0.9 rad.yr^{-1} (equivalent to 7 mm.yr^{-1} with similar assumptions) on the 2007-2008 period.

Following Doubre & Peltzer (2007), we measure the along-strike creep distribution on 200 m-wide 10 km-long fault perpendicular profiles spaced every 45 m along the creeping segment (Fig. 5.6). The large amount of slip dissipated between early 2007 and early 2008 involves the whole creeping segment, suggesting the creep acceleration is not a local phenomena, but reflects the temporal fluctuations of the whole creeping patch at depth along the fault plane.

We therefore model the shallow slip distribution along the fault plane through time using the PCAIM to locate creeping patches at shallow depth (*Kositsky and Avouac, 2010*).

5.3.3 Principal Component analysis and creep modeling

The purpose of this section is to model the evolution of the shallow aseismic slip distribution, above 20 km depth, that best fit the InSAR smoothed time series. Designed to handle large geodetic data sets, the PCAIM allows to separate corre-

lated tectonic signals from the residual non-stationary atmospheric patterns, using a principal component analysis. The principal components of the deformation describing the spatial and temporal variations of strain are then inverted, providing, in our case, estimates of the spatial and temporal variations of the creep rates (*Kositsky and Avouac, 2010; Perfettini et al., 2010*).

Although two tracks with two different LOS directions are available, we only invert for the horizontal left-lateral slip distribution, because track 061 does not cover the western extension of the creeping segment. Additionally, the western side of track 061 shows a high residual noise level due to SAR processing that may bias the inversion. We decimate the dataset using a quadtree algorithm based on the phase gradient and on the distance to the fault (*Welstead, 1999; Sudhaus and Jónsson, 2009; Jolivet et al., 2011b*). The same quadtree linear operator Q is applied to each acquisition time maps to ensure a common decomposition. The maximum quadtree block size is $160 \times 160 \text{ m}^2$. We set uncertainties for each quadtree block as the variance of each LOS strain map averaged over a block.

5.3.3.1 Principal Component Analysis

$X_{m \times n}$ is a m by n matrix, called the dataset matrix, containing each of the m pixel smoothed phase values at each of the n time steps of a time series. Following *Kositsky and Avouac (2010)*, we find the eigendecomposition $U_{m \times m}$ and $V_{n \times n}$ of the spatial and temporal covariance matrices, respectively, and $S_{m \times n}$, a diagonal matrix with elements equal to the corresponding positive eigenvalues, so that,

$$X_{m \times n} \approx U_{m \times m} S_{m \times n} V_{n \times n}^t. \quad (5.5)$$

$U_{m \times m}$ corresponds to spatial patterns of the deformation (ie. spatial eigenvectors), while $V_{n \times n}$ corresponds to the temporal evolution of each spatial pattern (ie. temporal eigenvectors).

The decomposition of the time series of track 240 and 061, independently, in 6 principal components reproduces 97% and 98% of the time series, respectively (these values correspond to the χ^2 reduction, see *Kositsky & Avouac, 2010* for details). The first component explains by itself more than 80% and 79% of the time series on track 240 and 061, respectively. The first spatial pattern, time function and the six first eigenvalues for the decomposition of both time series are shown on figure 5.7.

Aseismic slip is visible on the first principal spatial pattern on both tracks, while the corresponding time functions confirm a creep rate increase in 2007. The second and third component spatial patterns exhibit aseismic slip at the surface (Supp. Mat. Fig. B.2), but the corresponding eigenvalues are six times smaller than the first component variance. Maximum phase variations reproduced by the second component of the decomposition of track 240 are of the order of $\pm 4 \text{ mm}$ for 6 years

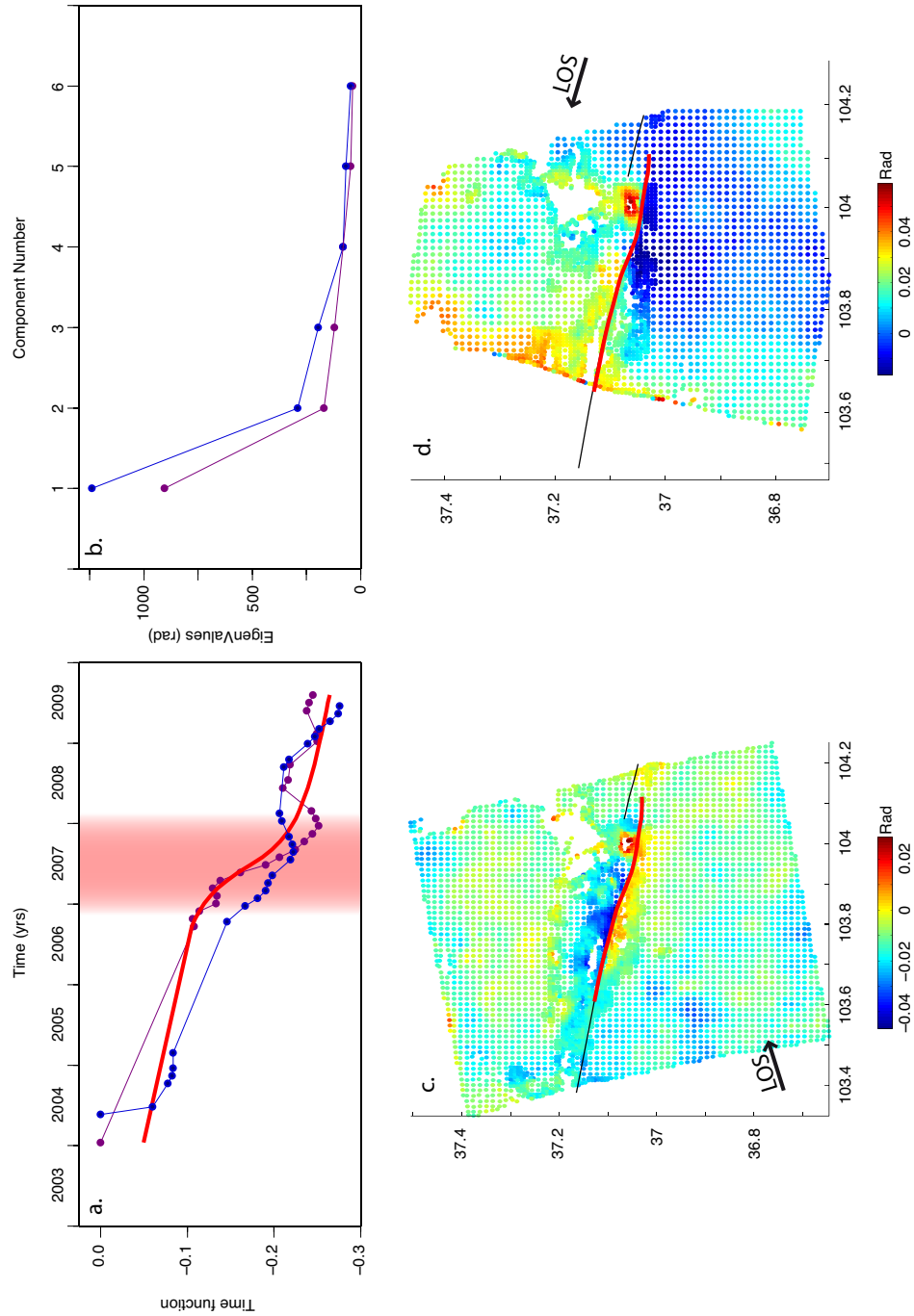


Figure 5.7: **Principal Components Analysis** - **a.** Time functions of the first principal component of tracks 240 (purple) and 061 (blue) and imposed time function (red). Pink shaded area as in Fig. 5.4 and 5.5. **b.** First 6 singular values determined from tracks 240 (purple) and 061 (blue). **c.** and **d.** Spatial patterns of the first principal component from time series of tracks 240 and 061, respectively. Black arrow indicates the LOS direction. Red and black lines indicate the surface trace of the creeping and locked sections of the fault, respectively, used for modeling.

along the LOS. Such variation correspond to 0.1 rad.yr^{-1} along the LOS, which is equal to the averaged noise level of track 240. This suggests the absence of a clear creep rate migration along the fault plane over the 2003-2009 period. The aseismic slip spatial pattern remains while the slip rate increases from early 2007 to early 2008.

We now derive the slip distribution from the first component of the decomposition of tracks 240 and 061 along the shallow section of the Haiyuan fault, in between two locked sections, and its evolution, between 2004 and 2009.

5.3.3.2 Aseismic slip modeling

Because SAR acquisition sampling is uneven and sparse, a common temporal function is needed to combine the ascending and descending tracks. We fit the sum of a linear term and an arctangent function to the first temporal eigenvector of the time series on the less noisy track 240 (Fig. 5.7). The use of a monotonic time function avoids negative slip values during the inversion. We then derive, by projection on this model temporal function, the corresponding spatial patterns U_{240} and U_{061} and standard deviations S_{240} and S_{061} for both tracks. The resulting LOS maps $U_{240}S_{240}$ and $U_{469}S_{469}$ can be inverted simultaneously. This decomposition reproduces 73% and 75% of the initial dataset on tracks 061 and 240, respectively, confirming that the imposed temporal function still carries most of the tectonic signal present in the dataset.

Slip is inverted on the central section of the Haiyuan fault on $1140 \times 1 \text{ km}^2$ patches (Fig. 5.8). The fault is vertical and follows the Haiyuan fault trace determined from SPOT satellite images and field work (*Gaudemer et al., 1995*). As the displacement time series have been corrected from a short term tectonic loading rate, we consider the bounds of the fault plane as locked, both laterally and at depth. SAR derived displacements fields being always obtained by spatial difference, we also estimate an offset term, c in equation 5.6. We then write the inverse problem:

$$\begin{pmatrix} U_{240}S_{240} \\ U_{061}S_{061} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{240} & 1 \\ & \vdots \\ G_{061} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{m}_{\text{strike}} \\ c \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (5.6)$$

where $\mathbf{m}_{\text{strike}}$ is the vector of horizontal slip on each fault patch. The green's functions, G_{240} and G_{061} in equation 5.6, relate displacement on each discrete patch of the fault plane to surface displacement on each data point, using Okada's solution for a planar dislocation embedded in an elastic homogeneous half-space (*Okada, 1985*). The SAR signal incidence angle is taken into account at each data point for the LOS projection. Uncertainties on individual maps of the displacement time series are projected into the first component basis to produce a weighting vector used in the inversion (*Kositsky and Avouac, 2010*).

As the creeping segment is not fully covered by track 061, deciphering between vertical and horizontal slip on its western section is unfortunately not possible and would result in unconstrained slip patches. Consequently, we apply a fixed horizontal rake and a positivity constraint on the slip parameters, through the least square algorithm developed by Van Benthem & Keenan (2004). We apply a laplacian smoothing operator on the model to regularize the inverse problem (*Jönsson et al.*, 2002). The smoothing coefficient, which exponentially increases with depth, is determined with the L-curve criterion as the best compromise between misfit and solution roughness (*Hansen*, 1992). More details on the inversion and its regularization can be found in *Kositsky and Avouac* (2010).

The best fit horizontal slip distribution, cumulated over 4.5 years between 04/01/2004 and 08/06/2009, is shown on figure 5.8. The modeled LOS displacement evolution is shown on figure 5.4. The RMS data reduction, between the null model and the best fit model, is about 74% on track 240 and 52% on track 061. The model does not fit equally data on track 061 and on track 240 because of higher *a priori* data covariances on track 061 than on track 240.

The maximum cumulative strike-slip value is 25 mm while model uncertainties, computed from *a posteriori* covariances and combined with the first component standard deviation and time function, is about 5-6 mm. After 4.5 years, the equivalent moment magnitude is about 5.7, and is slightly lower than the one inferred by *Jolivet et al.* (2011b).

Slip distribution along the fault plane reveals two main creeping patches, one under the subsiding extensional jog in between the 1920 rupture trace and the Tianzhu gap and one under the previously identified creeping segment. Phase values in the basin are positive and increase with time over the whole observation period on both tracks, suggesting that most of the ground motion is vertical, as shown by *Jolivet et al.* (2011b). However, the gradient through the fault is the opposite on track 240 and track 061, confirming that left-lateral slip also occurs at depth. Left-lateral slip at this location must therefore be overestimated. A north dipping Haiyuan fault coupled with North-South normal faults bounding the basin to the East and West would probably better describe deformation in this area.

The aseismic slip observed west of the Jingtai basin, along the Tianzhu gap, is explained by a 35 km-long patch. The mean creep rate along strike over the 2004-2009 period is about 4-5 mm.yr⁻¹ and agrees with *Jolivet et al.* (2011b), while the maximum cumulated slip along strike reaches 25 mm. Horizontal slip rate reaches locally 15 mm.yr⁻¹ in 2007. We observe a certain complexity in slip distribution here: deeper slip is inferred for the western end of the creeping segment, while it appears to be shallower in the east.

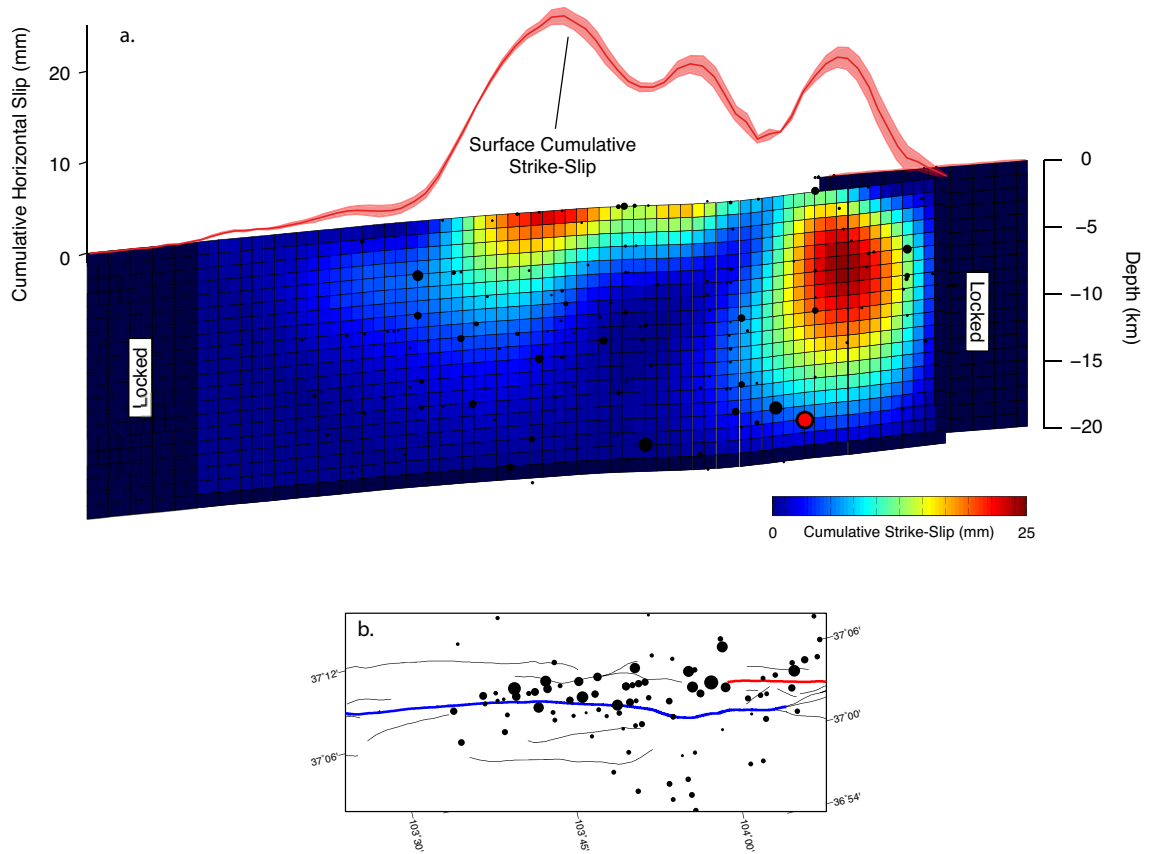


Figure 5.8: **Cumulative aseismic slip distribution** - **a.** Cumulative horizontal slip along fault strike between 01/15/2004 and 08/06/2009. Positive slip is for left lateral motion. Black dots show earthquake epicenters used in Figure 5.5 with size proportional to magnitude (from $M_l = 2$ to 4.7). Red circled black dot is the largest event of early 2007 ($M_l = 4.7$). The epicenter of the late 2006 $M_l = 4.6$ earthquake lies deeper and is not shown here. Red curve is horizontal cumulative slip averaged between 0 and 2 km depth determined on the time series of track 240, with associated $1-\sigma$ errors in shaded color. Locked sections of the fault are derived from Jolivet et al. 2011. **b.** Map view of fault with the location of seismicity (black dots, $2 \leq M_l \leq 4.7$). Blue line is the Tianzhu gap. Red line is the 1920 rupture trace. Black lines are secondary faults.

5.4 Discussion

5.4.1 Creep rate fluctuations

A close examination of residuals on figure B.1 suggests that most of the creep is explained by the shallow slip distribution described in the previous section. Still, near fault creep (i.e. less than 1 km away from the fault) is not modeled because of the size of the shallowest patches ($1 \times 1 \text{ km}^2$). As we invert data with two different LOS directions, horizontal and vertical motion are partly decorrelated - at least in the eastern creeping section and residuals show that a non negligible dip-slip contribution should be taken into account. Additionally, field observations suggest that the modeled fault geometry is too simple: from a slightly south dipping fault to the West, it veers to a north dipping fault in the Jingtai basin.

The highest residual near fault creep is visible along the bend located west of the subsiding basin, at acquisition dates 01/24/2008 and 08/06/2009 (i.e. after the creep rate increase event). As this residual creep is present in the third spatial eigenvector of the decomposition of track 240, it has not been modeled (Fig. B.2). Furthermore, the corresponding temporal eigenvector reveal that this residual creep is transient. This suggests that tenuous and local shallow aseismic slip migration can be observed along the creeping segment. However, the low signal-to-noise ratio of such weak tectonic signal makes its quantitative modeling difficult.

5.4.2 Slip budget

The equivalent magnitude derived from the inverted slip distribution is lower than the 5.9 estimated by *Jolivet et al. (2011b)*. This difference corresponds to a factor of two in the equivalent moment released by aseismic slip over the 2003-2009 period. This moment release deficit could be partly due to the data projection because of the imposed time function. However, projection issues cannot account for more than 15% of the slip deficit. Imposing strong modeling constraints, such as the non-negativity constraint and the spatial smoothing, probably also decrease the final moment. Finally, the temporal smoothing used in the time series analysis probably decreases the secular term in the displacement time series and consequently reduces as well the total amount of slip. On the other hand, the estimation of the average strain rate proposed by *Jolivet et al. (2011b)* does not take into account for temporal fluctuations of the displacement and probably leads to an over-estimated moment release. We therefore conclude that, within uncertainties, these two studies agree and the actual moment release over the 2003-2009 period lies between equivalent magnitudes of 5.7 and 5.9. In both cases, this confirms that the fault locally accumulates strain, that is released either by episodic aseismic slip or by the propagation of a major rupture in its vicinity (*Jolivet et al., 2011b*).

5.4.3 Micro- and Moderate seismicity

Aseismic slip has been associated with micro- and moderate seismicity. *Rubin et al. (1999)* show the along slip alignment of streaks of micro-earthquakes along the central creeping segment of the San Andreas fault. On the same segment, *Johanson and Burgmann (2005)* point that micro-seismicity is localized where the fault slips freely, and, consequently, that “silent” sections of faults are likely to generate large ruptures. Regional seismic network in the Haiyuan area reveals that micro- and moderate earthquakes epicenters concentrate along the Tianzhu gap, at the junction with the western end of the 1920 rupture (Fig. 5.8). No epicenters lie on the locked sections of the fault. This confirms that the western section of the Tianzhu seismic gap is fully locked, and still accumulates slip. At a smaller scale, we note that relatively large earthquake epicenters ($3 < M_w < 4$) lie around left-lateral creeping patches, confirming the transition between stable sliding on the fault plane and stick-slip.

The cause for the sudden aseismic slip rate increase during year 2007 is most probably related to seismic activity. *Murray and Segall (2005)* relate the 1993 creep rate increase measured at the transition between the Parkfield creeping segment and the Fort Tejon rupture segment with the occurrence of moderate earthquakes in the creeping zone. As the corresponding stress change could not explain the amount of slip that followed the M_w 4.7 earthquake, they concluded the earthquake triggered slip that released the accumulated seismic moment. The beginning of the creep rate increase period along the Haiyuan fault is coincident with the occurrence of two earthquakes, M_l 4.6 and M_l 4.7, located under the creeping patch on the Haiyuan fault plane (Fig. 5.8 and 5.5). These earthquakes may have triggered the aseismic slip episode revealed in this study.

GPS studies following the 2004 M_w 6 earthquake at Parkfield, along the San Andreas fault, revealed that the majority of postseismic deformation was accommodated by aseismic slip that decreased in about two years along the fault plane (*Freed, 2007*). Seismic studies have shown a sudden decrease in seismic wave velocities after the event, followed by a recovery process (*Brenguier et al., 2008*), reflecting non-linear damages followed by a healing process in the earthquake damage zone (*Li et al., 2006*). At Parkfield, two physical processes are in competition to explain localized shallow aseismic slip: (1) the presence of low resistance minerals, such as talc or saponite explains the low-friction coefficients of creeping segments (*Moore and Rymer, 2007; Lockner et al., 2011*); (2) stress driven pressure solution creep, that predicts also accelerating creep by fracture sealing (*Gratier et al., 2011*). One may speculate here that the non-linear damages of the M_l 4.7 earthquake that occurred in early 2007, together with the associated local stress changes, could have initiated accelerating aseismic slip in early 2007 (Fig. 5.4, 5.5 and 5.8). Stress driven fracture healing would then strengthen the fault gouge and

decrease the creep rate.

5.5 Conclusion

In this study, we analyze the spatial and temporal variations of aseismic slip distribution along the creeping segment of the Haiyuan fault. We observe a creep migration to shallower depth at a decadal scale, between the 1993-1998 and the 2003-2009 period, suggesting creep would not be permanent at this location at the seismic cycle's temporal scale. We show the occurrence of a creep rate increase episode in 2007 that last for a year. Such acceleration most probably results from the stress changes and the non-linear damages caused by a nearby earthquake.

The InSAR data and our fault modeling highlights a complex along-strike slip distribution, so as earthquakes final slip distributions (*Lasserre et al., 2005; Çakir et al., 2003*). The first order lateral variations of the strain revealed the presence of creeping, velocity strengthening, segment in between two locked, velocity weakening, segments. The investigation of such complex along-strike aseismic slip distribution would probably reveal a greater complexity in aseismic slip mechanisms.

Contrôle géométrique de l'évolution spatio-temporelle du glissement asismique

Sommaire

Slip distribution and geometry	130
Roughness analysis	132
Burst dynamics	135

Les recherches présentées dans ce chapitre ont été réalisées en collaboration avec T. Candela, C. Lasserre et F. Renard (ISTerre, UJF) et Y. Klinger (IPGP ¹⁷). Ces travaux devraient être soumis dans un article court avant la soutenance de cette thèse à *Nature Geoscience* sous le titre “Control of space and time aseismic slip evolution by fault roughness along the Haiyuan fault in China”. Les méthodes sont décrites en annexes C, avec les figures supplémentaires. Dans ce chapitre, nous abordons la question des relations entre distribution de glissement asismique et rugosité de la trace de faille en surface, à l’aide d’une comparaison dans le domaine fréquentiel.

Understanding what controls the initiation, the propagation and the arrest of an earthquake has become one of the key issues in earthquake mechanics (*King and Nabelek, 1985; Wesnousky, 2006; Klinger, 2010*). Resolving the spatial distribution of slip along fault planes (*Simons et al., 2011*) as well as mechanical studies of rupture processes (*Adda-Bedia and Madariaga, 2008*) have highlighted the role of geometrical asperities on the stress redistribution (*Candela et al., 2011a*), the co-seismic slip (*Candela et al., 2011b*) and the propagation of the rupture during earthquakes (*Klinger et al., 2006*). Lateral variations of the aseismic strain release during the interseismic period, also known as creep, similarly shows the complex relation between fault geometry

17. Institut de Physique du Globe de Paris

and creep, although the exact nature of such interaction remains to be understood (*Bürgmann et al., 1998*). Recent advances revealing that creep may lead to earthquake nucleation are strong incentives to investigate the mechanisms controlling the shallow creep along major continental strike-slip faults (*Bouchon et al., 2011*). Here, we use optical images, topography and InSAR data to map in details the surface trace as well as the space- and time-distribution of slip along a creeping segment of the Haiyuan fault, in China. We show that the geometry of the fault exerts a direct control on the lateral distribution and the temporal evolution of creep, at all spatial scales. Over our 5-years study period, the aseismic slip follows the same power-law behavior as the surface fault trace. No dependence on time or slip rate of the scaling behavior is observed, highlighting long-distance elastic correlations imposed by the surrounding brittle crust. In addition, we show that creep is made of locally interacting slip bursts that follow a power-law regime similar to the Gutenberg-Richter earthquake distribution, suggesting a continuous fault behavior from earthquakes to permanent creep.

While strain accumulates in between two major earthquakes along a fault segment, investigations along major continental faults have recently revealed the presence of creep during the interseismic period (*Bürgmann et al., 1998*). Geodetic studies have shown that the creep can occur from the surface to the transition depth, between the seismogenic upper-crust and the ductile lower-crust. Furthermore, it has been observed that aseismic slip may control earthquake nucleation (*Bouchon et al., 2011*). Hence, it strongly affects the total budget of slip where it occurs (*Ryder and Bürgmann, 2008*).

Here, we focus on the relationships between shallow creep and fault geometry along the 30 km-long creeping segment of the Haiyuan fault, one of the largest strike-slip faults in Northern Tibet (*Cavalié et al., 2008*). This segment (from 37.11°N, 103.68°E to 37.00°N, 104.15°E) is located at the western end of the 1920 M8 Haiyuan earthquake at a major geometrical discontinuity known for its role in the past earthquakes propagation (*Gaudemer et al., 1995; Liu-Zeng et al., 2007*).

We use SAR data captured by the Envisat satellite covering three tracks and spanning the 2003-2009 period with monthly acquisitions after early 2007. Independently on each track, we process the SAR data to recover the evolution of the ground deformation with a ~45 m spatial resolution, applying atmospheric mitigation and a time series analysis. As we focus on the near fault strain evolution, we subtract from the time series the long wavelength deformation due to the 5 mm.yr⁻¹ long-term tectonic loading applied on a locked fault above 20 km depth (*Cavalié et al., 2008; Savage and Burford, 1973*).

Slip distribution and geometry

The resulting line-of-sight (LOS) displacement time series on each track con-

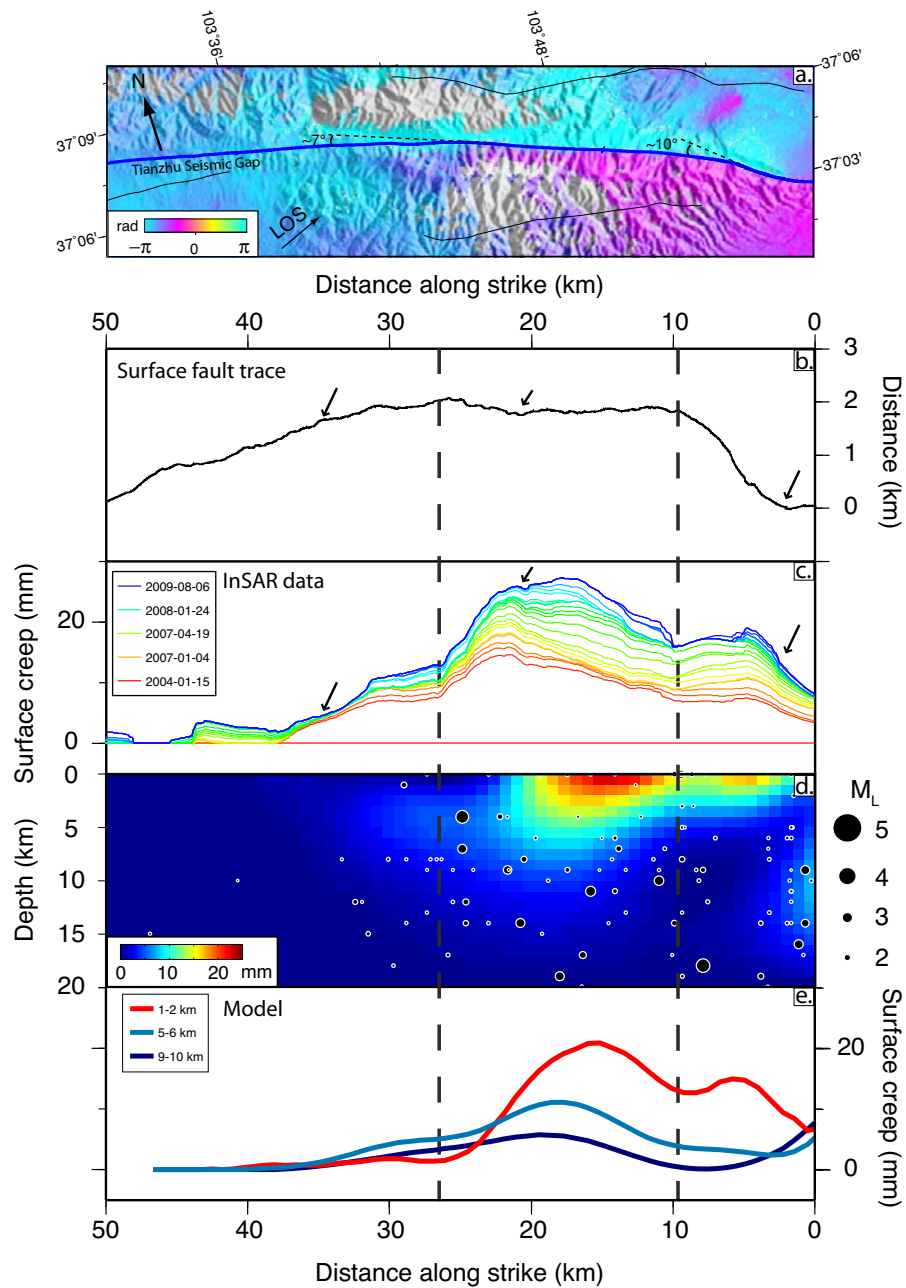


Figure 6.1: **Along-strike aseismic slip distributions and fault trace.** **a.** Close-up map of the Haiyuan fault creeping segment (blue line) and minor faults (black lines). Grey shading indicates topography. Superimposed color pattern is the cumulative deformation along Line-Of-Sight between 2004-01-15 and 2009-08-06 on ascending track 240. **b.** Cartesian representation of the Haiyuan fault trace in a UTM projection. Vertical dashed lines indicate major fault bends. **c.** Fault parallel aseismic slip distribution along strike measured on ascending track 240 during a 4 years period. Colors represent acquisitions through time. **d.** Slip distribution at depth along the Haiyuan fault inferred from inversion of time series of tracks 061 and 240. Black dots indicate seismicity covering the 2004-2010 period. **e.** 5-years cumulative fault parallel aseismic slip distribution along strike inferred from model shown on d at 1, 5 and 10 km depth along the fault plane.

firm the presence of a 30 km-long segment that slips slowly (Fig. 6.1). The shallow slip inversion of the average creep rate indicates that the total moment release overcomes by a factor 30 the recorded seismic moment *Jolivet et al. (2011b)* and suggests that creep does not result from the addition of strongly correlated micro-earthquakes (*Måløy and Schmittbuhl, 2001*). At this location, fault creep is most likely accommodated by a well developed ~60 m-wide fault gouge. The near fault creep rate is constant (i.e. 2-3 mm.yr⁻¹ across the fault) before and after the year 2007, while it experiences a rate increase up to 10 mm.yr⁻¹ between early 2007 and early 2008 *Jolivet et al. (2011b)*. Along the surface fault trace, every 45 m, we use a 200 m-wide, 8 km-long, profile perpendicular to the fault to evaluate the creep and eventually derive the along-strike distribution of the surface creep for each time-step of the data set. Assuming no vertical motion and no fault perpendicular slip (*Cavalié et al., 2008*), the resulting distribution for each time-period is projected onto the fault-parallel direction (Fig. 6.1c). We eventually apply a median filter on each aseismic slip distribution to avoid short wavelength noise due to phase scattering. Apparent dextral slip between two successive SAR acquisitions is considered as noise and removed.

Figure 6.1 displays the measured surface creep evolution and reveals a burst-like creep behavior, both in space and time. The spatial distribution of the creep in our area of interest follows the first order geometry of the Haiyuan fault. Two significant kinks separating three main sections can be identified on the slip distribution. They are correlated respectively with two fault bends of ~ 7° and ~ 10°. In both cases the fault bends southward. In the first case, extension associated with the bend is visible in the field, where Holocene sediments are trapped in a 2 km-long 500 m-wide extensional jog. We invert the slip history at depth using the Principal Component Analysis Inversion Method (*Kositsky and Avouac, 2010*). The 5-years cumulative slip distribution reveals that the first order segmentation, at the scale of about ten kilometers, extends down to a depth of 8 km. It confirms that the spatial complexity of the creep distribution is not confined to the surface but is related to strain mechanisms spanning the first kilometers of the crust at depth. In addition, the slip distribution shows variations of slip at a smaller scale that can also be correlated to discontinuities of the fault geometry: for instance, small variations in the gradient of slip at 3 km, 21 km and 35 km are visible where the strike of the fault strike varies slightly. Hence, the relationship between the geometry of the fault and the creep distribution appears to hold at all spatial scales.

Roughness analysis

Following several studies of fault roughness (*Power et al., 1987; Candela et al., 2011a,b*), we calculate the Fourier power spectrum of the fault surface trace determined from field surveys (*Gaudemer et al., 1995; Lasserre et al., 1999*) (Fig. 6.2a). The fault roughness spectrum $P(k)$, as a function of the wavenumber k , can be ap-

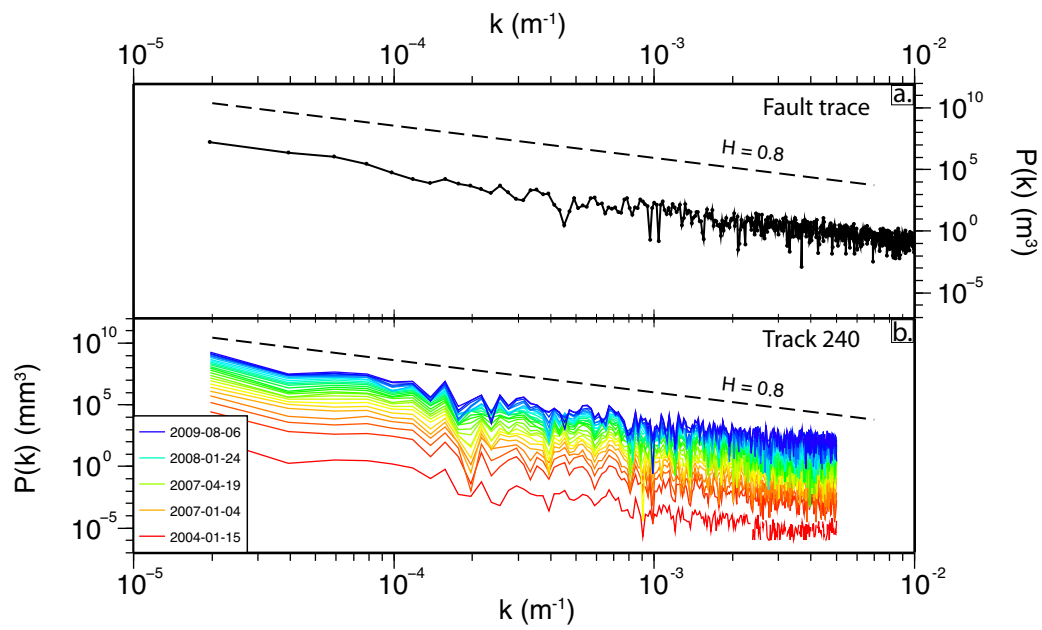


Figure 6.2: **Roughness characterization a.** Haiyuan fault trace Fourier power spectrum. Black dashed line represents a power law with a Hurst exponent of 0.8. **b.** Fourier power spectrum of fault parallel aseismic slip distribution along the Haiyuan fault creeping segment measured on track 240. Colors indicate time of acquisitions. As we just focus on the slope of the power law, curves have been shifted for the sake of visualization.

proximated by a straight line in a bi-logarithmic plot, revealing that the distribution of the roughness can be described by a power-law $P(k) \sim k^{-1-2H}$ with a Hurst exponent $H = 0.8 \pm 0.1$. In a nutshell, under this particular self-affine regime, a few large scale, low amplitude asperities are combined along the fault plane with a high number of small scale, large amplitude ones to produce roughness with no characteristic scale (*Candela et al., 2011b*). It is worth noting that a similar value of the Hurst exponent has been found for other large strike-slip continental faults (*Candela et al., 2011b*).

The same Fourier analysis is performed on the creep distribution, at each step of the time series (Fig. 6.2b). It reveals a similar Hurst exponent of $H = 0.8 \pm 0.1$, suggesting that the creep distribution and the roughness of the fault surface are characterized by the same regime of self-affinity. Geometrical asperities along the fault plane exhibit the same scaling law as the slip asperities observed on the creep distribution and this scaling is independent of time (Fig. 6.2b and Supp. Mat.). Such invariance through time indicates that the scaling law controlling the distribution of larger and smaller slip asperities is preserved through the creeping process. Consequently, we propose that the fault geometry at all scales exerts control on the aseismic slip distribution.

In addition, we show that despite significant fluctuations of the surface creep rate (Fig. 6.3a and b), the slip roughness is independent from the mean slip velocity (Supp. Mat.). Laboratory experiments have shown that the self-affinity of a slow crack front propagating along a crack plane does not depend on the crack speed, but is related to the bulk properties of the surrounding heterogeneous medium (*Schmittbuhl and Maloy, 1997*). Hence, the bulk properties of the brittle crust impose long distances interactions between asperities (*Schmittbuhl and Maloy, 1997*) and consequently control the fault roughness (*Klinger, 2010*), which in turn controls the spatial distribution of the creep.

At all scales, geometrical asperities control the amount of strain released along the fault plane. The largest asperities can be clearly identified along the fault trace (i.e. bends, jogs.... Fig. 6.1), while the smallest ones are highlighted by the self-affinity of the fault roughness, which shows correlations at all scales. Laboratory experiments show that the quasi-static propagation of a crack front results from the rupture of asperities along a fault plane (*Måløy and Schmittbuhl, 2001; Måløy et al., 2006*). We therefore conclude that the geometrical asperities, that exhibit a power-law scaling along the Haiyuan fault, accumulate and release accommodates slip aseismically.

Because the scaling law controlling the distribution of slip asperities does not change with time, it suggests that no temporal smoothing of the fault surface happens with time during the period of observation. Constantly reorganized asperities could explain such observation (*Candela et al., 2011a*). However, as the shape of the slip distribution is stable through time, a straightforward analysis would suggest

that permanent geometrical asperities must constantly concentrate and aseismically release the strain. Such behavior echoes the repeating earthquakes observed at Parkfield, CA (*Nadeau and McEvilly, 1999*) and the micro-earthquake lineaments observed along the Hayward fault, CA (*Rubin et al., 1999*), where, in both cases, no apparent alteration of asperities through time is documented.

Burst dynamics

The rupture of geometrical asperities results in a burst-like behavior of the surface creep. From the along-strike aseismic slip distributions, we derive the along-strike mean velocity distributions between successive SAR acquisitions (Fig. 6.3a). We define a burst of creep as a section of the fault where the velocity is higher than a threshold C , whose value varies between 1 mm.yr^{-1} and 15 mm.yr^{-1} . For each value of C , we then determine the size of each burst of creep at each time step and we calculate the empirical normalized probability density function of the burst size, for each class of size (Fig. 6.3c). A power-law, with an exponent of ~ -1 , is observed, which suggests a self-similar, avalanche-like behavior (*Måløy et al., 2006*). This behavior is robust and does not depend on the value of C . Such correlation has already been observed for an elastic crack front propagation, with, however, a slightly higher power-law exponent (*Måløy et al., 2006*). This relationship between the number and the size of creep bursts is similar to the Gutenberg-Richter law, which describes the number of earthquakes in function of their magnitude, with the same exponent.

The distribution of the rate of slip of each creep burst is non-gaussian (Fig. 6.3c). The empirical probability density function of the creep bursts is asymmetrical, with a skewness about ~ 1.9 (i.e. third moment of the distribution). It can be approximated by a generalized Gumbel statistical distribution law, usually used to describe correlated systems, that exhibit a non-Gaussian behavior due to the sum of independent and exponentially distributed phenomena (*Gumbel, 1958; Bertin, 2005*). The distribution is centered on $\sim 6 \text{ mm.yr}^{-1}$, which corresponds to the tectonic loading rate of the Haiyuan fault (*Cavalié et al., 2008*). This suggests that the segment releases most of the strain accumulated in the first kilometers of the upper-crust during the period of observation. The good agreement between the measured probability density function of the creep bursts rate and the corresponding generalized Gumbel distribution suggests that such burst-like dynamics results from the competition between elastic long distance correlations, imposed by the bulk properties of the surrounding medium, and localized uncorrelated deformations. On the Haiyuan fault, this would indicate that long-range elastic interactions, that control the overall spatio-temporal creep distribution along the segment at all scales, are perturbed by local interactions between bursts, where aseismic processes slowly dissipate the loading.

Summarizing all these observations lead to a possible mechanism for aseismic

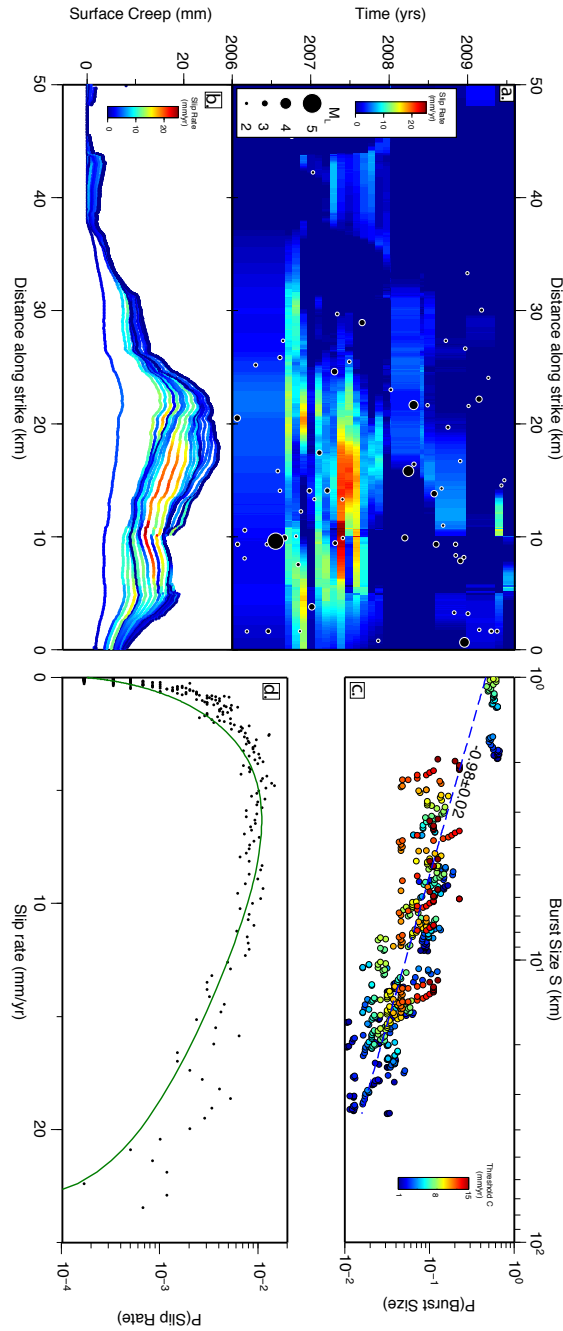


Figure 6.3: **Burst-like behavior analysis** **a.** Space time representation of the surface fault parallel aseismic creep rate measured on track 240. Black dots indicate seismicity. **b.** Space slip representation of the surface fault parallel slip rate measured on track 240. **c.** Burst size empirical probability density function. Color is the threshold value indicating the minimum velocity of what is considered as a burst. Dashed line is a power law with a -0.98 exponent. **d.** black dots are the empirical probability density function of the slip velocity. Green line is the Gumbel distribution estimation. The distribution is centered on $6 \pm 1 \text{ mm.yr}^{-1}$, while the measured skewness is ~ 1.9 .

creep on the Haiyuan active fault: (1) through long-range interactions, bulk properties of the crust control the distribution of geometrical asperities along the fault plane; (2) the fault plane roughness in turn controls the slip distribution along the creeping segment, where accumulated stress on permanent asperities is released by aseismic slip; (3) the velocity distribution reveals local interactions between creep bursts on asperities and the creep bursts size distribution follows a self-similar scaling law. Most of these conclusions have already been made for the brittle behavior of continental faults. Here, we show they can be extended to creeping faults, which represents a fundamental step for seismic hazard assessments.

Discussion :

Glissement asismique et cycle sismique

Sommaire

7.1	Distribution spatio-temporelle du glissement asismique le long des grands décrochements	141
7.1.1	Des observations géodésiques	141
7.1.2	Distribution spatiale du glissement asismique	147
7.1.3	Evolution temporelle	149
7.2	Lien entre glissement asismique et propriétés mécaniques des failles	151
7.2.1	Un modèle de résistance frictionnelle	151
7.2.1.1	Formulation de la loi en “Rate-and-State”	151
7.2.1.2	Domaines de stabilité	153
7.2.1.3	Applications aux failles réelles	154
7.2.2	Rugosité et variation spatiales des propriétés frictionnelles	156
7.2.3	Géologie, fluides et propriétés frictionnelles	159
7.3	Implications pour l’aléa sismique	164
7.3.1	Bilan du glissement au cours du cycle sismique	164
7.3.1.1	Bilan des moments	164
7.3.1.2	Dissiper le déficit	165
7.3.2	Glissement asismique et sismicité	167
7.3.2.1	La sismicité modifie les taux de glissement asismique	167
7.3.2.2	De stable à instable	172

Le comportement des failles par rapport à la contrainte tectonique varie dans le temps et l’espace. Les différentes étapes du cycle sismique impliquent des phénomènes de différentes échelles spatiales et temporelles. La compréhension du déroulement du cycle sismique passe par une analyse des relations entre ces différents

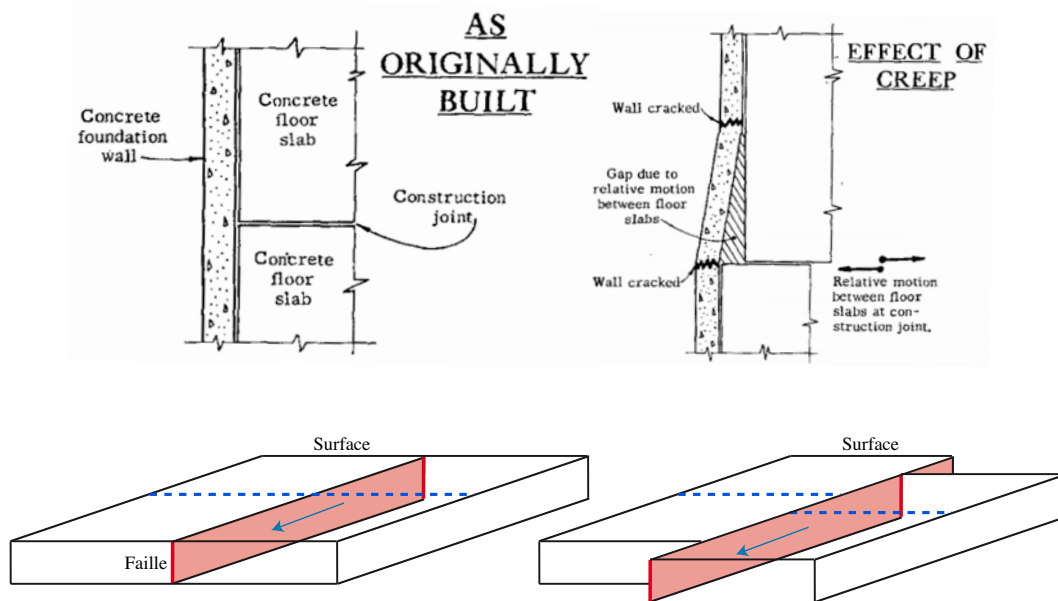


FIGURE 7.1 – **Effets d’un glissement asismique** - En Haut : représentation schématique des effets du glissement asismique observé au nord du segment de Parkfield de la faille de San Andreas, au travers d’un vignoble proche de Hollister, Californie (*Steinbrugge et al., 1960*) : sur la figure de gauche est représenté un bâtiment intact et sur celle de droite, un bâtiment partiellement décalé par du glissement asismique. En bas : Interprétation. Le décalage dans les structures anthropiques est la conséquence d’un glissement à faible profondeur, le long du plan de la faille de San Andreas.

phénomènes. Au cours de ce manuscrit, nous avons observé et analysé un comportement particulier exprimé le long de la faille de Haiyuan : le glissement asismique.

Dans ce chapitre, nous proposons une revue non-exhaustive traitant du glissement asismique, des mécanismes de déformation associés et de ses conséquences sur le déroulement du cycle sismique. Face à la profusion de travaux à ce sujet, nous nous limiterons ici à l’étude des failles décrochantes en milieu continental, similaires à la faille de Haiyuan. Lorsque nous faisons référence au glissement asismique, ou au “creep”, nous parlons de glissement dans la partie sismogène de la croûte continentale, sans émission d’ondes sismiques. Nous établissons ici un parallèle entre les études faisant référence à la présence de “creep” le long des failles décrochantes, notamment le long de la faille de San Andreas, afin de replacer le glissement asismique observé le long de la faille de Haiyuan dans un contexte plus global. Durant cette section, nous ne ferons pas référence au cas de glissement asismique post-sismique et nous nous concentrerons sur le cas du “creep” en période intersismique.

Dans une première section, nous présenterons des observations géodésiques

de glissement asismique le long de différentes failles décrochantes permettant de caractériser ce glissement à faible profondeur. Dans une seconde partie, nous relierons ces observations aux propriétés frictionnelles des grandes failles et nous décrirons deux modes de déformation pouvant expliquer le fluage des roches à faible profondeur et la localisation extrême de la déformation. Enfin, nous discuterons le rôle du glissement asismique le long de ces failles continentales, remplaçant ainsi les variations spatio-temporelles de la déformation intersismique et du fluage au sein du cycle sismique dans son ensemble.

7.1 Distribution spatio-temporelle du glissement asismique le long des grands décrochements

Dès les années 60, les déformations recensées sur des bâtiments et autres structures anthropiques situées à l'aplomb de traces de failles actives ont été reliées avec ce mode particulier de relaxation des contraintes tectoniques. Les décalages dextres, très localisés, observés dans les murs du vignoble de W. A. Taylor, Californie, sont les conséquences d'un glissement à faible profondeur le long du plan de la faille de San Andreas (Fig. 7.1 et 7.3; *Steinbrugge et al.*, 1960). Ces déplacements le long du plan de faille sont lents et n'émettent pas d'ondes sismiques mais il en résulte des mouvements millimétriques, voire centimétriques étalés sur plusieurs années. Par conséquent, ce glissement n'a pu être mis en évidence que grâce à l'observation de ces décalages en surface et seule les techniques géodésiques ont permis, par la suite, une observation et une quantification précise de ce phénomène.

Steinbrugge et al. (1960) proposent alors de remettre en question le modèle de Reid du "rebond élastique" (*Reid*, 1911). Dans cette description du cycle sismique, une faille est totalement bloquée lors de la période intersismique et accumule de l'énergie sous forme élastique, à cause du déplacement relatif des deux blocs situés de part et d'autre de la faille. Cette énergie est relâchée pendant un séisme, lors du glissement l'un sur l'autre des deux blocs, rattrapant ainsi le déficit de déplacement. Les observations de Steinbrugge suggèrent que cette énergie peut être relâchée par un glissement continu le long du plan de faille, de manière asismique (Fig. 7.2).

7.1.1 Des observations géodésiques

Jusqu'au milieu des années 1990, de nombreuses campagnes de mesures par triangulation et l'installation de "creepmeters"¹⁸ ont permis de détecter des segments de faille décrochantes présentant un glissement asismique pendant la période intersismique et d'en mesurer les taux. Les méthodes de géodésie satellitaire ont ensuite

18. Instrument constitué d'une barre traversant la zone de faille active pour en mesurer le décalage au cours du temps.

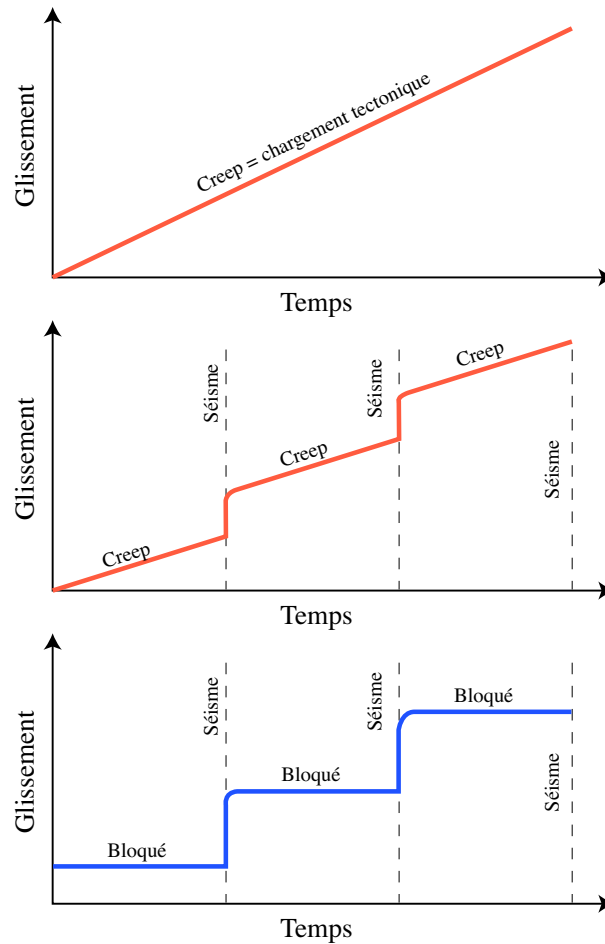


FIGURE 7.2 – **Revisiter le cycle sismique** - Représentation schématique de l'évolution temporelle du glissement en un point d'un plan de faille illustrant le cycle sismique : en bas, le modèle de "rebond élastique" proposé par *Reid* (1911), augmenté du glissement post-sismique ; en haut, la relaxation des contraintes tectoniques est continue dans le temps, et s'exprime grâce à du glissement asismique permanent ; au milieu, un modèle intermédiaire qui inclut les deux comportements.

permis une exploration plus systématique des zones de faille ainsi qu'une quantification de la répartition spatiale des glissements asismiques. Nous listons ici une série d'observations concluant à la présence de glissement asismique le long des failles décrochantes.

Le système de failles décrochantes le plus étudié au monde est sans conteste celui de la faille de San Andreas, qui accommode le mouvement vers le nord de la plaque pacifique par rapport à l'Amérique du nord, avec un taux de déplacement horizontal relatif d'environ 40 mm.an^{-1} (Fig. 7.3). Parcourant plus de 1500 km dans une des zones continentales les plus densément peuplée au monde, les failles de ce système recoupent de nombreuses structures anthropiques et font partie des plus instrumentées au monde. Plusieurs segments présentant du glissement asismique ont ainsi été reportés :

- *Lisowski and Prescott (1981)* décrivent la distribution du taux de “creep” en surface le long d'un segment s'étendant de San Juan Batista à Parkfield, à l'aide de distance-mètres électronique, tandis que *Lienkaemper and Prescott (1989)* explorent ces taux de glissement de surface en reportant les décalages de barrières et autres trottoirs. Ce segment d'environ 180 km de long présente un glissement asismique persistant et aucun séisme majeur ne semble y avoir eu lieu. Le taux de glissement moyen en profondeur atteint jusqu'à 3 cm.an^{-1} . De nombreuses études géodésiques et sismologiques se sont penchées par la suite sur le comportement spatio-temporel de ce glissement asismique (e.g. *Nadeau and McEvilly, 1999; Murray et al., 2001; Waldhauser et al., 2004; Titus et al., 2006; Ryder and Bürgmann, 2008; de Michele et al., 2011*).
- *Lienkaemper et al. (1991)* analysent la déformation de marqueurs anthropiques le long de la faille de Hayward, à l'est de la baie de San Francisco, en Californie. Le long de ce segment, qui traverse, entre autres, les villes d'Oakland et de Berkeley, le glissement asismique ne relâche pas complètement la contrainte, et des séismes majeurs ont eu lieu par le passé (i.e. Mw~6.8 en 1836 et 1868). Le mouvement relatif des blocs de part et d'autre de la faille est estimé à 7 mm.an^{-1} (*Bürgmann et al., 2000; d'Alessio et al., 2005*) tandis que le taux de glissement asismique peut atteindre 5 mm.an^{-1} (*Schmidt et al., 2005*). Cette faille est située dans le prolongement de la faille de Calaveras le long de laquelle des évidences de glissement asismique ont été détectées (*Rogers and Nason, 1971*).
- Récemment, *Funning et al. (2007a)* ont montré la présence de glissement asismique le long de la faille de Rodgers Creek, dans le nord de la baie de San Francisco. Cette faille est dans l'alignement de deux failles en “creep”, les failles de Ma'acama au nord (*Galehouse and Lienkaemper, 2003*) et Hay-

ward au sud. Elle présente une sismicité active, avec un probable événement de $M_w \sim 7$ au 18ème siècle (*Hecker et al., 2005*).

- L'analyse des réseaux de théodolites a révélé la présence de glissement asismique le long de plusieurs failles en Californie du sud (*Louie et al., 1985*) : les failles de Banning, Coyote Creek, Imperial et Superstition Hills. Récemment, une étude par interférométrie radar suggère que, le long de la lacune sismique de la Salton Sea, la faille de San Andreas glisse de manière asismique à un taux inférieur au centimètre par an (*Lyons and Sandwell, 2003*). La dernière grande rupture le long de ce segment remonte à l'an 1700 et la récurrence est estimée à 230 ans (*Sieh, 1986*), faisant de cet endroit l'un des points de nucléation possible du prochain grand tremblement de terre en Californie du sud.

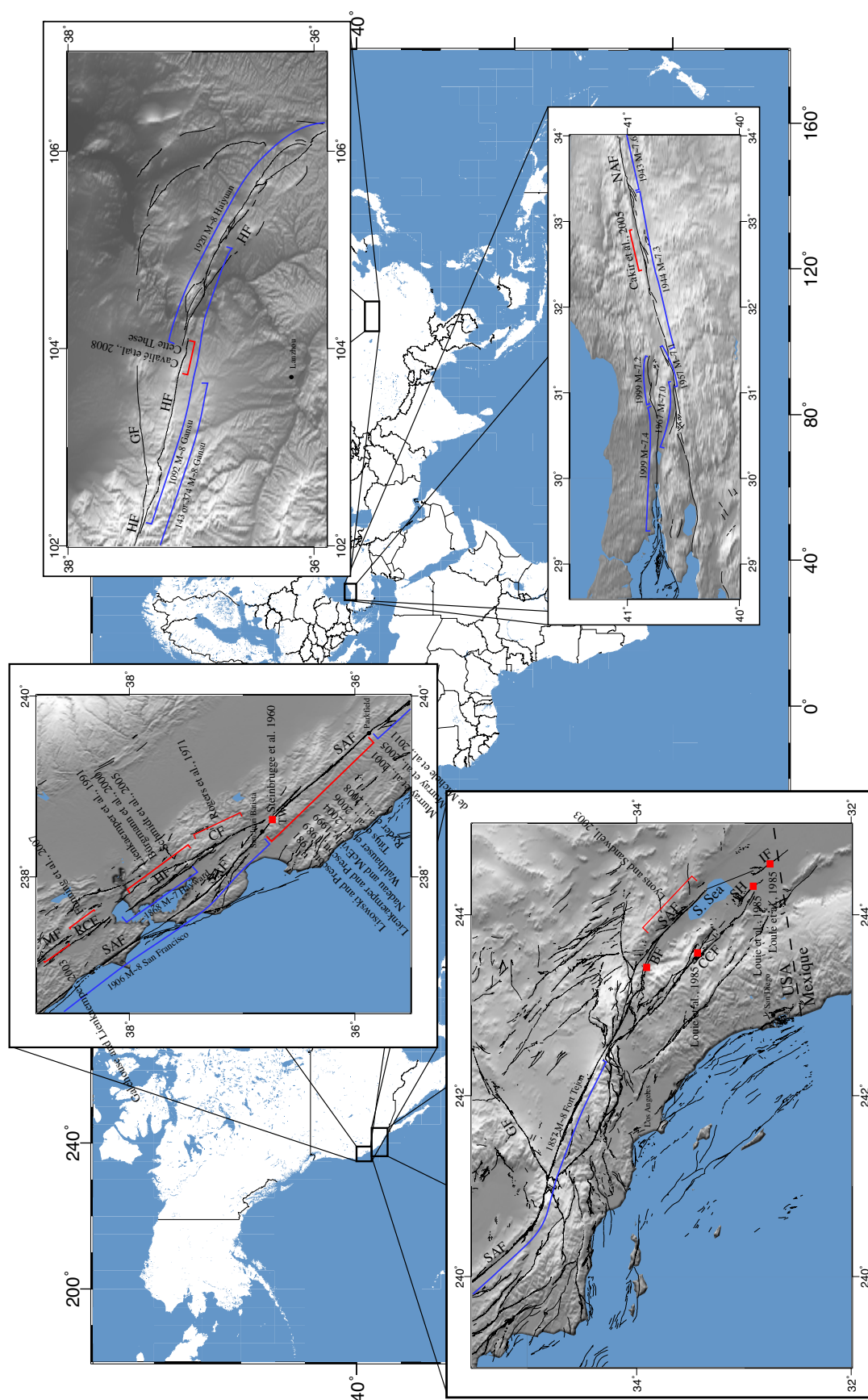
Au moyen orient, en 1970, *Ambraseys (1970)* met en évidence la présence de glissement asismique le long de la faille Nord Anatolienne, en Turquie. Dans ce cas, le taux de glissement a subi une forte accélération due au séisme de $M_w \sim 7.3$ de 1944, et retrouve petit à petit son niveau de base d'environ 7 mm.an^{-1} via une décroissance exponentielle (*Çakir et al., 2005*).

Enfin, nous démontrons par notre étude la présence de glissement asismique le long d'une lacune sismique de la faille de Haiyuan, au Tibet, grâce à l'apport de l'interférométrie radar (voir chapitres 4, 5 et 6).

On observe donc du "creep" sur plusieurs grandes failles décrochantes intra-contininentales durant la période intersismique, quelque soit le contexte sismo-tectonique. Ceci suggère que le glissement asismique le long des failles continentales n'est probablement pas un phénomène si exceptionnel, si rare, même s'il a été peu observé jusqu'à présent. Par ailleurs, certains segments relâchent complètement l'énergie élastique accumulée (ex : segment de Parkfield entre Parkfield et San Juan Batista, Fig. 7.3), tandis que d'autres présentent une sismicité active, et destructrice, tout en relâchant une partie des contraintes de manière asismique (ex : failles de Hayward et Rodgers Creek, Fig. 7.3). De plus, il apparaît que certaines extrémités des

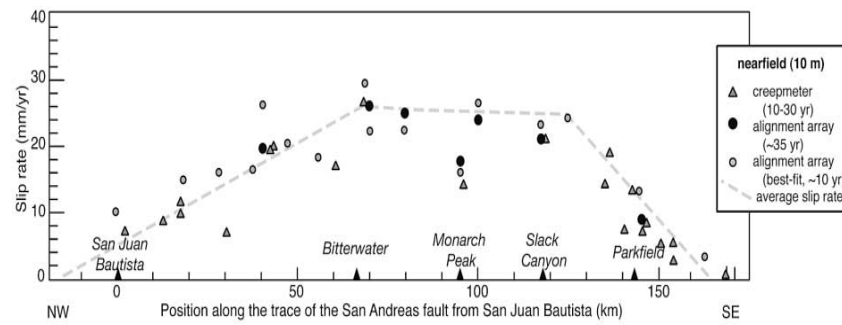
FIGURE 7.3 (facing page) – **Localisation du glissement asismique dans le monde** - Carte du monde et agrandissements de quatre zones où a pu être identifié du glissement asismique : la Californie du nord, la Californie du sud, l'Anatolie et la bordure nord-est du plateau tibétain. Les lignes noires indiquent les failles principales. Les lignes bleues indiquent la trace des ruptures passées. Les lignes rouges indiquent la présence de glissement asismique en surface. MF : Ma'acama Fault ; RCF : Rodgers Creek Fault ; SAF : San Andreas Fault ; HF : Hayward Fault ; CF : Calaveras Fault ; TW : Taylor Winery ; GF : Garlock Fault ; BF : Banning Fault ; CCF : Coyote Creek Fault ; SH : Superstition Hill ; IF : Imperial Fault ; GF : Gulang Fault ; HF : Haiyuan Fault ; NAF : North Anatolian Fault.

145



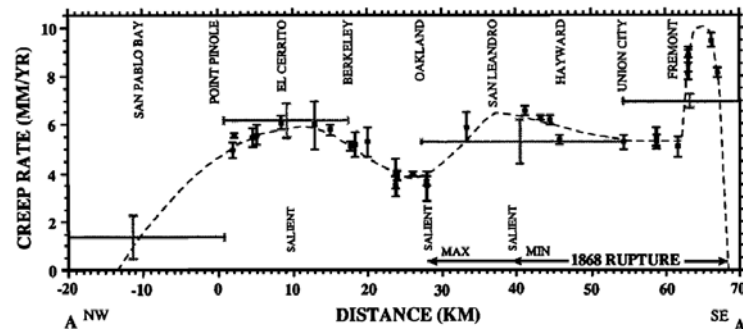
Segment de Parkfield
Faille de San Andreas

Titus et al. 2006



Faille de Hayward

Lienkaemper et al. 1991



Faille de Haiyuan

Cette étude

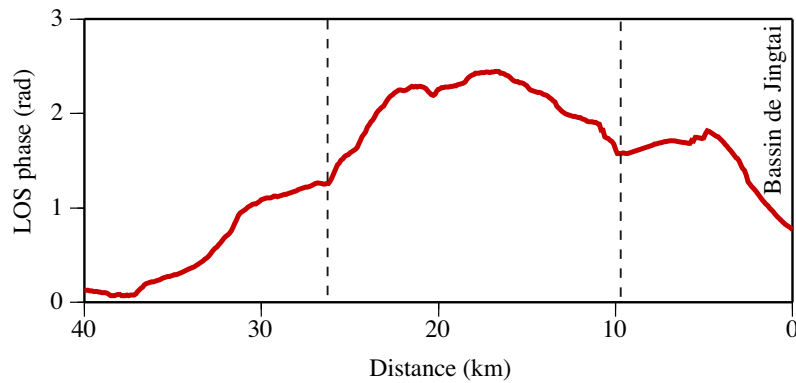


FIGURE 7.4 – **Mise en évidence d’une variabilité latérale des taux de glissement asismique**
 - Haut : Distribution de glissement asismique le long de la faille de San Andreas, entre San Juan Batista et Parkfield, déterminée à l’aide de creepmeters et par triangulation en champ proche couvrant une période de 35 ans (Titus et al., 2006). Milieu : Distribution de glissement asismique le long de la faille de Hayward, déterminée par le report systématiques de décalages de structures anthropiques à l’aplomb de la faille (Lienkaemper et al., 1991). Bas : Distribution de glissement asismique le long de la faille de Haiyuan (voir chapitre 6 pour les détails. Les lignes verticales suggèrent la présence de trois segments de faille.

lacunes sismiques fluent lentement (ex : Haiyuan, Salton Sea). Il devient alors important de quantifier spatialement le glissement asismique ainsi que son évolution au cours du temps, afin de relier la présence de “creep” avec un stade particulier de la période intersismique, avec l’histoire sismique de la faille, avec son comportement frictionnel et avec la géométrie des failles et la géologie des terrains traversés.

7.1.2 Distribution spatiale du glissement asismique

Les méthodes géodésiques par triangulation, ainsi que les rapports systématiques de décalages de structures anthropiques, ont permis de mettre en évidence une variabilité latérale des distributions de glissement asismique en période intersismique le long des failles décrochantes (Fig. 7.4). Le long du segment de la faille de San Andreas, allant de San Juan Batista, au nord-ouest, jusqu’à Parkfield, au sud-est, le taux de glissement moyen en surface est nul au nord, puis augmente progressivement vers le sud, pour atteindre un maximum de 3 cm.an^{-1} au niveau de Bitterwater. Le taux de “creep” est ensuite constant, jusqu’à Slack Canyon, d’où il diminue progressivement pour revenir à zéro. Une telle distribution, stable sur 35 ans, suggère un taux de glissement constant au centre du segment dans la partie sismogène (Titus *et al.*, 2006). Les deux terminaisons nord et sud permettent la transition entre un segment de faille bloqué et le segment en “creep”. Il est ainsi possible de déterminer l’extension latérale du glissement asismique, et ainsi déterminer des segments bloqués et des segments non-bloqués.

Cependant, la distribution de glissement asismique en surface le long de la faille de Hayward, par exemple, arbore une complexité supérieure (Fig. 7.4). Le taux de glissement présente trois maxima, un au niveau de El Cerrito (6 mm.an^{-1}), un au niveau de San Leandro (6.5 mm.an^{-1}) et un au sud de Fremont (9 mm.an^{-1}). Les méthodes utilisées pour décrire le glissement asismique en surface au niveau de la faille de Hayward sont identiques à celles utilisées pour la faille de San Andreas. Cette variabilité le long de la faille reflète bien une variabilité du glissement en profondeur. L’utilisation des techniques de géodésie satellitaire permet d’obtenir une résolution bien supérieure (Fig 7.4) et permet de mettre finement en relation la rugosité de la faille et le glissement de surface par exemple.

L’interprétation de cette complexité nécessite une description complète de la distribution du glissement en profondeur, le long de la partie sismogène d’un plan de faille. Afin d’estimer cette variabilité latérale et en profondeur, il est nécessaire d’explorer un champ de déformation plus étendu : plus on mesure la déformation loin de la faille, plus on peut contraindre le glissement en profondeur sur le plan de faille. La combinaison des techniques géodésiques, triangulation, GPS, InSAR, par exemple, permet une bonne description de la répartition de la déformation, depuis le champ proche, à proximité de la trace de la faille en surface, jusqu’au champ lointain. Un exemple est présenté en figure 7.5.

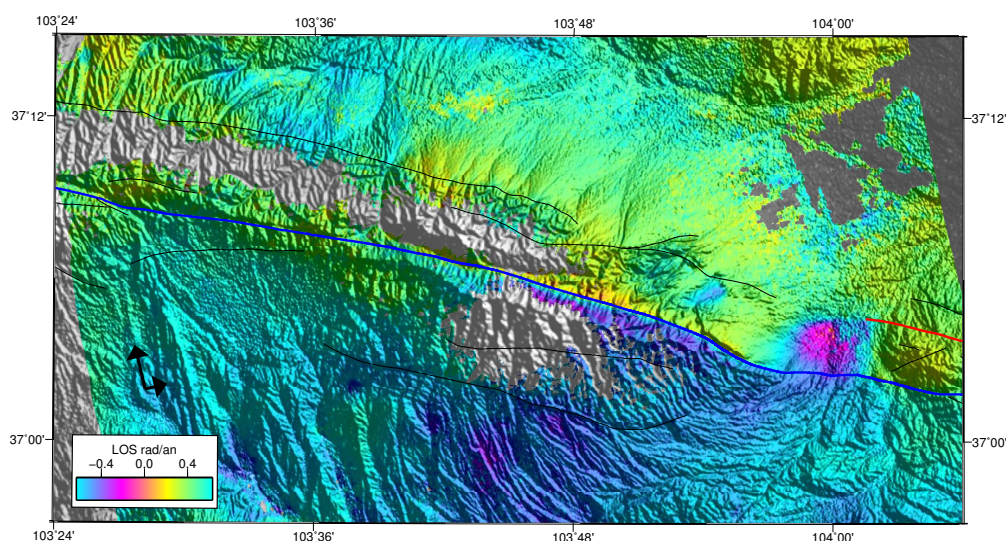


FIGURE 7.5 – Carte du champ de la vitesse de déformation dans la zone de faille de Haiyuan - Mesure sur la période 2003-2009 sur la track Envisat 240 (Jolivet *et al.*, 2011b, et chapitre 1). La topographie issue du MNT SRTM est représentée en grisé, en fond. En bleu, la lacune sismique de Tianzhu ; En rouge, la trace de la rupture du séisme de 1920. Les failles secondaires sont tracées en noir. Les flèches noires indiquent la direction de vol et la ligne de visée du satellite.

Dans une première approximation, le champ de déformation intersismique au niveau d'un segment en "creep" peut être décrit comme étant la somme de deux contributions : (1) le mouvement relatif des deux blocs de part et d'autre de la faille, correspondant à l'effet d'un déplacement horizontal homogène le long d'une dislocation verticale semi-infinie, enfouie dans un demi-espace élastique homogène sous la profondeur sismogénique (Savage and Burford, 1973), (2) l'effet d'un déplacement in-homogène le long de dislocations verticales situées le long de la portion sismogénique de la faille (e.g. Schmidt *et al.*, 2005; Ryder and Bürgmann, 2008). Plusieurs techniques d'inversion ont été mises au point afin de retrouver, à partir des données de déplacement en surface, la distribution du glissement le long du plan de faille (e.g. Murray *et al.*, 2001; Schmidt *et al.*, 2005, et chapitre 4 et 5). L'amélioration des techniques de mesure, et notamment le développement des mesures SAR, a grandement contribué à augmenter la résolution de ce type d'inversions (Fig. 7.6).

En plus d'une confirmation sur la segmentation de premier ordre entre des segments bloqués et des segments en "creep", ces distributions de glissement mettent en évidence, au sein même d'un segment présentant du glissement asismique, une complexité de la répartition spatiale de ce glissement. Par exemple, Schmidt *et al.* (2005) décrivent plusieurs zones de glissement rapide le long de la faille de Hay-

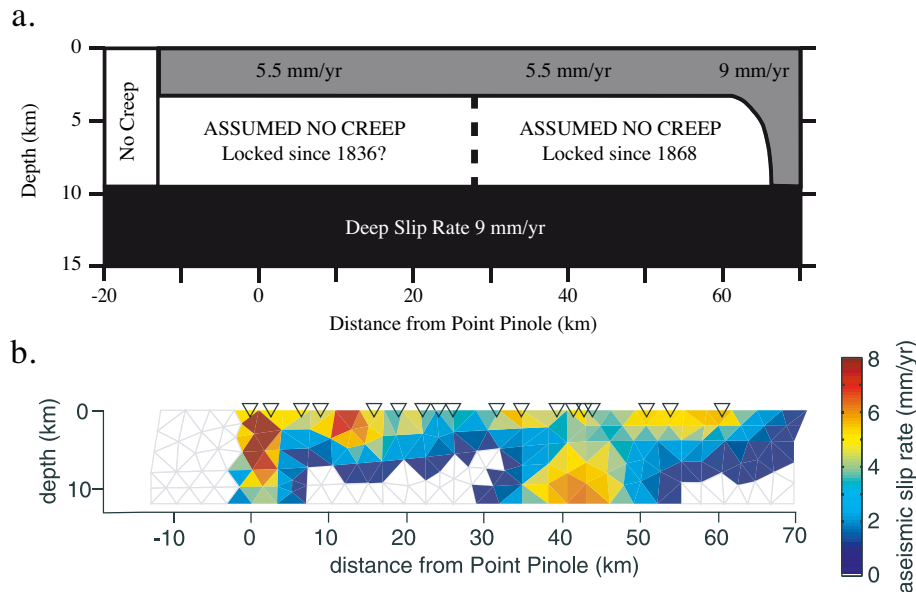


FIGURE 7.6 – **Distribution en profondeur du taux de glissement asismique le long de la faille de Hayward, Californie** - **a.** Estimation de la distribution de glissement à partir des données de glissement en surface par mesures de marqueurs décallés. Re-dessiné depuis *Lienkaemper et al.* (1991). **b.** Résultat de l'inversion combinée de données GPS, InSAR, de mesures de surface (triangle inversés en surface) et de taux déterminés à l'aide de "repeating earthquakes", réalisée par *Schmidt et al.* (2005). Les zones blanches indiquent un glissement nul. Les données InSAR couvrent le modèle entre les distances 0 et 50 km.

ward, Californie, (i.e. de l'ordre de 6 à 8 mm.an⁻¹) entourées par des zones où le glissement est lent (i.e. 1 à 2 mm.an⁻¹), voire nul (Fig. 7.6). Cette distribution complexe du glissement a été observée et inversée le long de plusieurs autres segment ou failles (e.g. *Bürgmann et al.*, 2000; *Murray et al.*, 2001; *Ryder and Bürgmann*, 2008; *Jolivet et al.*, 2011b). Nous discuterons par la suite comment la description de la variabilité spatiale du glissement peut nous conduire à des conclusions sur le comportement mécanique de la faille.

7.1.3 Evolution temporelle

Le suivi temporel des déformations de surface permet de quantifier la variabilité du glissement asismique le long d'une faille au cours de la période inter-sismique. Grâce à des "creepmeters", *Steinbrugge et al.* (1960) observent que le glissement asismique le long de la faille de San Andreas, au niveau de la Taylor Winery (Fig. 7.3), s'organise en "spasmes", pendant lesquels la majeure partie du glissement se produit. Ces spasmes durent approximativement une semaine, et sont

intercalés entre des intervalles de plusieurs semaines à plusieurs mois durant lesquels le glissement est très faible. Il existe donc une organisation temporelle du fluage. Les fluctuations du taux de glissement, en profondeur, se traduisent par de faibles variations de glissement observables en surface et nécessitent un suivi temporel dense.

Langbein et al. (1999) observent une augmentation du taux de glissement entre 1992 et 1995, au sud du segment central de la faille de San Andreas, grâce à un réseau de distance-mètres électroniques mesurant en continu. Cette accélération, modélisée par la suite par *Murray and Segall (2005)*, a été mesurée dans la zone de transition entre le segment en “creep” permanent le long de la faille de San Andreas et le segment bloqué au sud de Parkfield. Le taux de glissement a alors localement atteint 49 mm.an^{-1} et a dépassé le taux de chargement tectonique imposé de $\sim 30 \text{ mm.an}^{-1}$. Au même endroit, *de Michele et al. (2011)* révèle une organisation spatio-temporelle complexe du taux de glissement à l’aide d’une analyse en série temporelle de données InSAR ERS¹⁹ couvrant la période de 1993 à 2005. La mesure de “creep” en surface sur ces données InSAR confirme l’organisation en spasmes tout du long du segment de faille étudié, initialement observée seulement localement par les creepmeters. Cependant la résolution temporelle de leur jeu de données ne leur permet pas de résoudre finement l’événement de glissement décrit par *Murray and Segall (2005)*.

Grâce à un jeu de données InSAR présentant un fort échantillonnage temporel, *Jolivet et al. (2011d)* analysent la distribution des vitesses de glissement asismique dans le temps le long de la faille de Haiyuan (voir chapitre 6). La finesse des observations a permis ici d’obtenir une analyse précise des fluctuations de la vitesse. La fonction de densité de probabilité suivie par la vitesse du glissement en surface est caractéristique d’un système corrélé, influencé par une série de perturbations locales indépendantes. La distribution des spasmes de glissement est corrélée spatialement et contrôlée par l’élasticité de la croûte cassante, mais ces spasmes sont reliés entre eux à plus petite échelle et s’influencent localement.

Bilan - Les techniques géodésiques ont permis de détecter du glissement asismique le long de segments de failles décrochantes, dans leur partie sismogène. Ce type de déformation a été mis en évidence le long de plusieurs grandes failles, et les quantités de glissement ne sont pas négligeables. Par exemple, le glissement asismique le long de la faille de Haiyuan relâche une énergie équivalente à un séisme de magnitude de moment égale à 5.9 sur une période de 6 ans (*Jolivet et al., 2011b*). De la même façon, *Wei et al. (2009)* décrivent un épisode de glissement asismique accéléré de magnitude équivalente égale à 4.7 le long de la faille de Superstition Hill, Californie. Ce type de déformation doit donc être pris en compte pour une

19. European Space Agency

description complète du cycle sismique.

Au sein même des segments en “creep”, on caractérise une organisation spatiale et temporelle du glissement asismique. Les mécanismes qui régissent le fonctionnement des failles pendant la période intersismique sont donc complexes, varient spatialement et probablement dans le temps. Une faille n’est pas un objet au comportement stable et homogène et l’observation et la modélisation des glissements asismiques peut permettre d’accéder à des caractéristiques mécaniques des zones de faille et potentiellement mieux comprendre l’initiation, la propagation et la terminaison des ruptures sismiques.

7.2 Lien entre glissement asismique et propriétés mécaniques des failles

Au vu des observations présentées précédemment, nous allons ici considérer un plan de faille comme étant un plan de friction. *Brace and Byerlee (1966)* proposent de ne plus considérer une rupture sismique comme une fracture qui se propage dans un milieu cassant, mais comme une instabilité de friction se propageant le long d’un plan préexistant. En deçà d’un certain niveau de contrainte cisailante, le plan est bloqué (“stick”); lorsque la contrainte cisailante dépasse le seuil de rupture, le plan se met en mouvement et l’énergie élastique est relâchée (“slip”). Une telle description du comportement des failles permet tous les types de glissement. Le glissement asismique est un glissement stable, dans le sens où le taux de glissement ne subit pas d’augmentation dramatique, telle celle observée lors d’une rupture sismique. Dans cette section, nous détaillerons un type de modèle comportemental permettant de décrire le glissement le long d’un plan de faille et nous rapprocherons ce modèle des observations rapportées précédemment.

7.2.1 Un modèle de résistance frictionnelle

7.2.1.1 Formulation de la loi en “Rate-and-State”

Une manière classique de définir la résistance frictionnelle d’un plan est de considérer qu’un déplacement \mathcal{D} a lieu lorsque le rapport de la contrainte cisailante, τ , et de la contrainte effective normale au plan, $\bar{\sigma}_n$ dépasse une limite, appelée coefficient de friction μ (Fig. 7.7). Ce modèle simple, dit en “Rate-and-state”, a été utilisé pour décrire la friction le long d’un plan dans des granodiorites par *Dieterich (1979)*, et mathématiquement formulé par *Ruina (1983)*. Plusieurs descriptions ont été proposées, et un modèle simple pour la contrainte cisailante, τ , est donné par

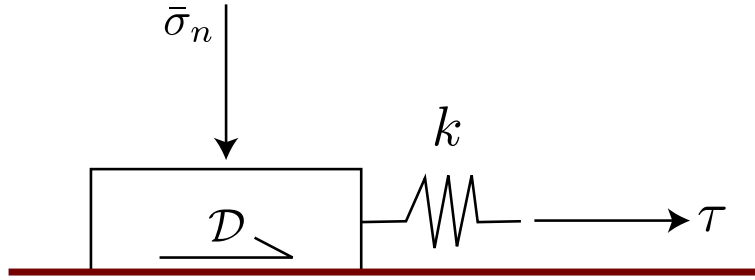


FIGURE 7.7 – **Modèle de résistance frictionnelle** - Représentation schématique de la paramétrisation du modèle de résistance frictionnelle décrit par *Scholz* (2002), dit modèle “patin-ressort”

Beeler et al. (1994) :

$$\tau = \left[\mu_0 + a \ln \left(\frac{V}{V_0} \right) + b \ln \left(\frac{V_0 \theta}{\mathcal{L}} \right) \right] \bar{\sigma}_n, \quad (7.1)$$

où V est la vitesse de déplacement, V_0 la vitesse de référence, μ_0 le coefficient de friction à $V = V_0$, a et b deux paramètres et θ , une variable d'état telle que,

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \left(\frac{V\theta}{\mathcal{L}} \right), \quad (7.2)$$

où \mathcal{L} est une distance caractéristique. A l'état stationnaire, pour $\frac{d\theta}{dt} = 0$, la contrainte cisailante s'écrit,

$$\tau = \left[\mu_0 + (a - b) \ln \left(\frac{V}{V_0} \right) \right] \bar{\sigma}_n. \quad (7.3)$$

et le coefficient de friction μ_{ss} est donné par,

$$\mu_{ss} = \mu_0 + (a - b) \ln \left(\frac{V}{V_0} \right). \quad (7.4)$$

Dans le cas stationnaire, la variable θ est assimilable au temps caractéristique permettant un renouvellement complet des contacts le long du plan de friction lors du déplacement. La distance caractéristique \mathcal{L} est la distance nécessaire pour un renouvellement complet de ces contacts. Dans ce cas, θ est proportionnel à la lenteur (i.e. inverse de la vitesse) et est donné par,

$$\theta = \frac{\mathcal{L}}{V}. \quad (7.5)$$

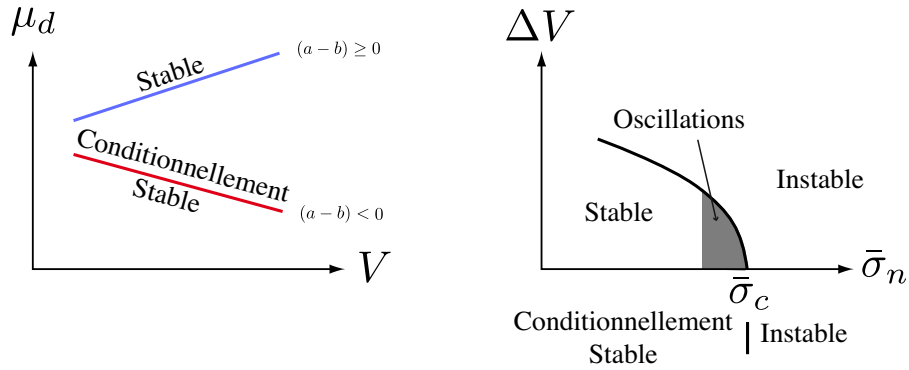


FIGURE 7.8 – **Domaines de stabilité** - A gauche, représentation de l'évolution du coefficient de friction μ_d en fonction de la vitesse de glissement le long d'un plan de friction pour un cas en "velocity strengthening" (courbe rouge), et pour un cas en "velocity weakening" (courbe bleue). A droite, diagramme de stabilité pour un cas en "velocity weakening", Crédits : *Scholz* (2002).

7.2.1.2 Domaines de stabilité

Selon cette description, les paramètres a et b permettent de définir des régimes de comportement frictionnel. Il est possible d'écrire, d'après l'équation 7.4 :

$$\frac{d\mu_d}{d(\ln V)} = a - b, \quad (7.6)$$

où μ_d est la valeur de μ_{ss} à la vitesse de glissement V . Dès lors, pour un système patin-ressort dont la friction basale obéit à une loi en "Rate-and-State", la stabilité ne dépend que de la contrainte normale effective $\bar{\sigma}_n$, de la contrainte cisailante τ , de la raideur du ressort k et des paramètres de friction a et b . Il est possible de définir deux domaines (Fig. 7.8) :

- Lorsque $a - b \geq 0$, alors si la vitesse de glissement V augmente, le coefficient de friction μ_{ss} augmente. Le système est intrinsèquement stable et qualifié de "velocity strengthening" (i.e. qui devient plus fort avec la vitesse, nous traduirons ici ce terme par écrouissage positif ou durcissement cinétique). Si un glissement accélère, il sera contenu par l'augmentation du coefficient de friction.
- Lorsque $a - b < 0$, alors si la vitesse de glissement V augmente, le coefficient de friction μ_{ss} diminue. Dans ce cas de figure, le système est qualifié de "velocity weakening" (i.e. écrouissage négatif ou affaiblissement cinétique). Dans ce cas, une compétition entre la raideur du ressort et la friction basale existe pour générer des séismes ou du glissement lent. On observe une bifurcation au niveau d'une valeur critique de contrainte normale effective donnée

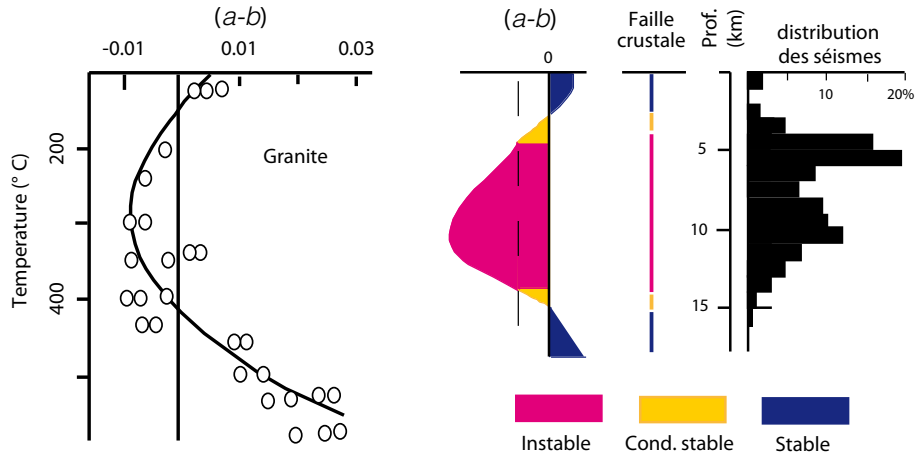


FIGURE 7.9 – Application du formalisme “Rate-and-State” à une croûte granitique - A gauche : évolution du paramètre $(a - b)$ en fonction de la température pour un granite, sous une contrainte normale effective de 400 MPa et une pression de pores de 100 MPa (Blanpied *et al.*, 1991) ; Au milieu : Représentation schématisée du paramètre $(a - b)$ en fonction de la profondeur pour une croûte granitique, le long d’une faille verticale (Scholz, 1988) ; A droite : distribution des épices des séismes enregistrés le long d’une section de la faille de San Andreas près de Parkfield, Californie (Marone and Scholz, 1988).

par :

$$\bar{\sigma}_c = \frac{k\mathcal{L}}{-(a - b)}. \quad (7.7)$$

Pour des valeurs de $\bar{\sigma}_n$ supérieures à $\bar{\sigma}_c$, le système est instable, et le glissement accélère. Pour des valeurs de $\bar{\sigma}_n$ inférieures à la valeur critique, le système est conditionnellement stable. Il est nécessaire d’apporter au système de l’énergie pour le déstabiliser, par exemple, un différentiel de vitesse suffisant (Fig. 7.8).

Nous analysons les propriétés des failles localisées dans la partie élastique de la croûte à la lumière de ce modèle de résistance frictionnelle.

7.2.1.3 Applications aux failles réelles

L’étude des propriétés frictionnelles du granite par Blanpied *et al.* (1991) permet de déterminer la valeur du paramètre $(a - b)$ pour ce matériau. Le suivi de la variation du coefficient de friction en fonction de la vitesse de déplacement le long d’un plan de rupture prédéfini, sous une pression effective contrôlée, a mis en évidence l’affaiblissement cinétique d’un plan de friction dans du granite pour une gamme de température correspondant à la croûte continentale (Fig. 7.9). De plus, un cas d’étude similaire sur du granite pulvérisé, simulant ainsi une gouge de

faille, permet d'observer un durcissement cinétique, pour des pressions correspondant à des profondeurs inférieures à 3-4 km (*Marone et al.*, 1990). Ce phénomène, observé pour des matériaux non consolidés, diminue avec la pression. A partir de ces mesures, *Scholz* (1988) propose un modèle frictionnel pour une faille crustale verticale (Fig 7.9). A faible profondeur (3-4 km), les matériaux non consolidés permettent un glissement stable. En dessous, une zone où le glissement est conditionnellement stable permet la transition avec une zone sismogène, instable, le long de laquelle le glissement se fait par à-coups, jusqu'à $\sim 400^\circ\text{C}$.

Ce modèle décrit correctement les segments bloqués des failles décrochantes, les plus à même de générer des ruptures majeures (ex : Segment de la rupture de 1906 de la faille de San Andreas, lacune sismique de Tianzhu). Nous notons tout de même que le glissement asismique entre 0 et 4 km de profondeur prédit par ce modèle est rare. De plus, outre les problèmes soulevés par le changement d'échelle entre des expériences de laboratoire et le comportement frictionnel d'une faille crustale, cette description des propriétés frictionnelles et donc du comportement face à la contrainte d'une faille ne permet pas d'expliquer directement le glissement asismique dans la partie sismogène de la croûte. Dans ce modèle, le "creep" concerne des sédiments ou de la gouge de faille non consolidés et reste cantonné aux premiers kilomètres en profondeur. *Scholz* (1998) mentionne le cas "exceptionnel" du segment en "creep" de la section centrale de la faille de San Andreas. Il propose d'impliquer la pression de pore dans ce modèle. La contrainte normale effective est égale à la contrainte normale soustraite de la pression de pore, $p : \bar{\sigma}_n = \sigma_n - p$. Une baisse de la contrainte normale effective due à une hausse de la pression de pore conduit une transition du domaine de stabilité, vers le durcissement cinétique. *Scholz* (1998) propose donc que le segment en "creep" allant de San Juan Batista à Cholame réside dans le domaine conditionnellement stable à cause d'une pression de pore élevée. Ce domaine de stabilité permet d'expliquer aussi la fluctuation des taux de glissement asismique dans le temps et la présence de nombreux micro-séismes (*Waldhauser et al.*, 2004). Plus généralement, *Johansson and Burgmann* (2005) suggère que les segments qui relâchent de l'énergie par glissement asismique soient ceux qui montrent une activité micro-sismique élevée, contrairement aux segments qui accumulent cette énergie, instables. Le "creep" de surface a probablement lieu dans des matériaux intrinsèquement stables ("velocity strengthening") tandis qu'un creep plus profond sera associé à un comportement frictionnel oscillant, conditionnellement stable.

Il est possible de décrire le glissement asismique observé à la terminaison Est de la lacune sismique de Tianzhu à la lumière de ce formalisme. Premièrement, la faille de Haiyuan borde un petit bassin, dont l'extension apparaît contrôlée par la faille, subissant une forte subsidence. Il est impossible, à partir des données accessibles, d'exclure l'hypothèse du rôle joué par des fluides circulant depuis le bassin le long de la faille, sur une hausse éventuelle de la pression de pore. Deuxièmement,

en 1927, un séisme de magnitude 8 a rompu une série de chevauchements situés au nord de la faille de la Haiyuan. Les chevauchements étant plus ou moins parallèles à la faille de Haiyuan, ce séisme a de fait provoqué une diminution de la contrainte normale au plan de faille de Haiyuan. Cependant, ceci ne permet pas d'expliquer la faible extension latérale du glissement asismique et sa limite à l'ouest. Enfin, le séisme de 1920 a modifié l'état de contrainte régional, mais, à part un évident chargement sénestre de la lacune, aucune étude n'a été effectuée sur ce point.

7.2.2 Rugosité et variation spatiales des propriétés frictionnelles

Le glissement asismique implique, dans plusieurs cas de figure, l'épaisseur crustale complète. Par ailleurs, toutes les failles ne montrent pas d'évidences de glissement asismique en surface, comme suggéré par les mesures de coefficient de friction sur des roches non consolidées. Par conséquent, il est nécessaire d'invoquer le long des failles décrochantes, crustales, des variations des propriétés frictionnelles.

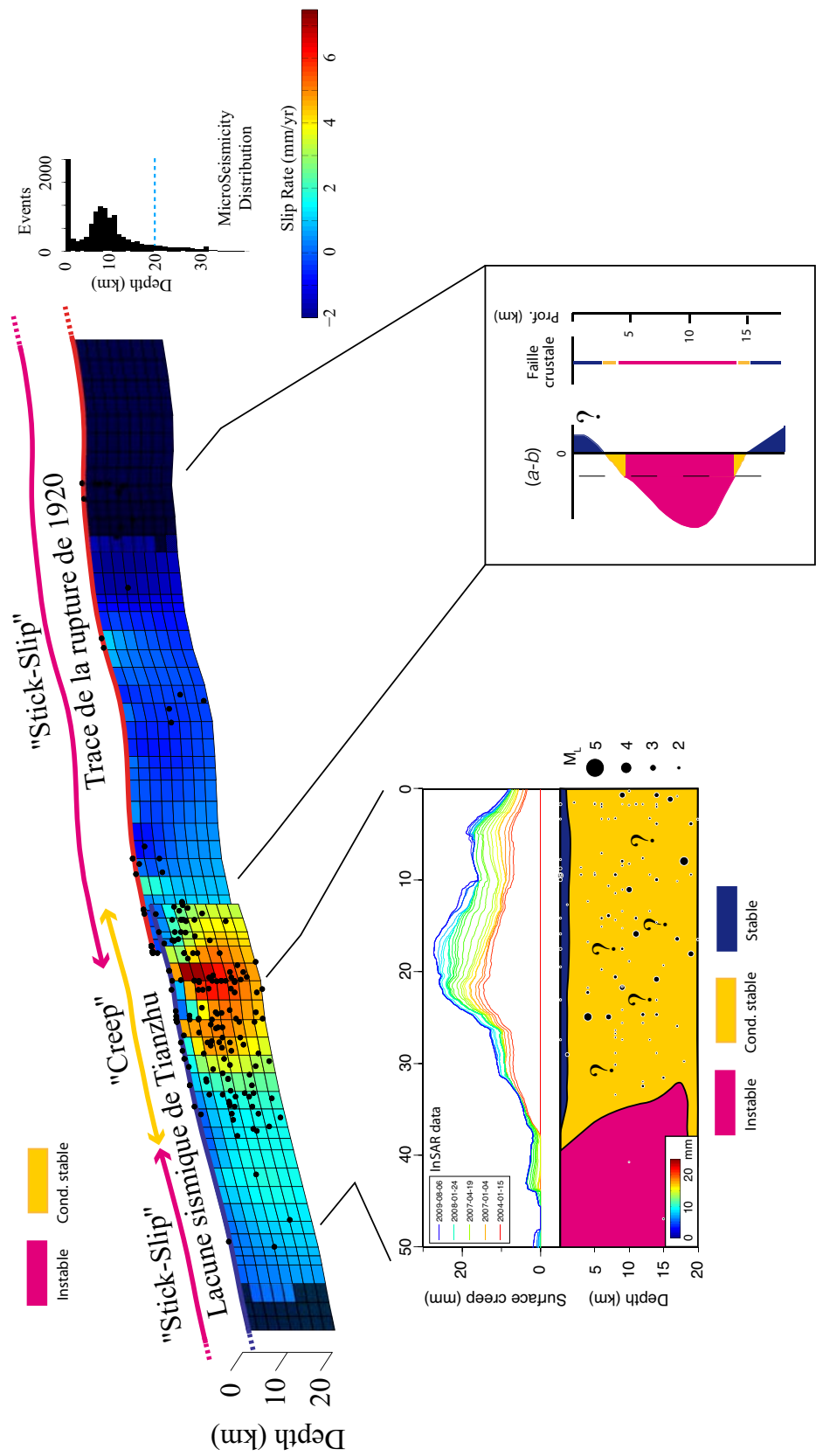
Par exemple, il est possible de distinguer, au premier ordre, deux comportements principaux, le long de la faille de Haiyuan (Fig. 7.10) :

- Deux segments dont le comportement global est d'accumuler de l'énergie élastique et de la relâcher lors d'un grand séisme encadrent la jonction entre la rupture de 1920 et la lacune sismique de Tianzhu. Ces deux segments présentent un affaiblissement cinétique.
- Un segment de ~35 km de long glisse de manière asismique, jusque dans la couche sismogène. En terme de comportement frictionnel, ce segment peut être associé à un écrouissage positif du plan ou au domaine conditionnellement stable (Fig. 7.8).

Une observation précise des fluctuations du taux de glissement asismique permet de déceler une accélération du glissement le long d'une partie peu profonde de la faille (chapitre 5). De plus, le glissement est co-localisé avec une activité micro-sismique forte, quasi-inexistante le long des segments bloqués. Par conséquent, ce segment présente les caractéristiques du domaine de stabilité conditionnelle, où l'on observe des oscillations entre "stick-slip" et glissement asismique.

De nombreuses études sismologiques montrent que les structures sismogènes,

FIGURE 7.10 (*facing page*) – **Exploration des propriétés frictionnelles le long de la faille de Haiyuan** - En haut : modèle proposé au chapitre 4, permettant la distinction entre deux segments bloqués, et un segment en glissement asismique. L'événement de glissement mis en évidence au chapitre 5 permet de justifier le premier ordre des propriétés frictionnelles, indiquées par les flèches roses et jaunes. En bas : expression des variations latérales des propriétés frictionnelles au sein même de la zone en "creep" de la faille de Haiyuan.



ou aspérités, localisées le long d'un segment en "creep", semblent être pérennes, du moins sur la durée de la période d'observation. Aussi bien les "repeating earthquakes" identifiés par *Nadeau and McEvilly (1999)* que les alignements de foyers localisés le long des failles de Hayward et San Andreas (*Rubin et al., 1999; Waldhauser et al., 2004*) semblent confirmer la stabilité temporelle de ces aspérités. Parallèlement, *Jolivet et al. (2011d)* mettent en évidence un contrôle du taux de glissement asismique par des aspérités géométriques permanentes distribuées le long du plan de la faille de Haiyuan (chapitre 6). Par conséquent, il est possible d'invoquer une complexité d'un niveau supérieur dans la variation latérale des propriétés frictionnelles, chaque aspérité géométrique correspondant à une zone instable comprise le long d'un plan de faille intrinsèquement stable.

Bilan - Il est très difficile de conclure quant aux raisons du comportement frictionnel de la zone de glissement asismique de la faille de Haiyuan, par manque de données annexes. Ces propriétés montrent une certaine variabilité latérale et il serait intéressant d'étendre une telle étude tout du long de cette faille.

Plus généralement, une exploration systématique des failles décrochantes continentales, à l'aide de techniques géodésiques et sismologiques, et une caractérisation tout aussi systématique des propriétés frictionnelles des grands segments de failles décrochantes pourrait être conduite. Par exemple, *Perfettini et al. (2010)* explorent, le long de la subduction péruvienne, le comportement frictionnel de l'interface en mesurant les déplacements au cours des périodes intersismique, co-sismique et post-sismique afin déterminer les aspérités majeures, barrières à la propagation des ruptures sismiques. Par ailleurs, *Kanu and Johnson (2011)* utilisent les variations de taux de glissement asismique le long de la faille de Hayward, consécutives au séisme de Loma Prieta, Mw 6.9, en 1989, afin de retrouver les propriétés de friction le long de ce segment de faille. Le premier ordre consiste à déterminer les limites entre segments bloqués et segments en glissement asismique. L'estimation des paramètres a et b , par exemple, permet ensuite une description plus poussée du comportement. L'estimation par *Kanu and Johnson (2011)* du paramètre $(a - b)\sigma$ leur permet de suggérer que ce segment de faille supposé durcissant, car en "creep", est en fait très proche du domaine neutre (i.e. $(a - b) \sim 0$) et peut donc glisser de manière dramatique pendant un séisme.

L'accès à une résolution spatiale plus fine et au comportement frictionnel nécessite des observations plus systématiques, ainsi que des observations sismiques continues et fines, comme le long de la faille de San Andreas. Par la suite, ces observations, géodésiques et sismiques, pourraient être assimilées dans des modèles de cycle sismique afin de reproduire les déplacements observés au cours du cycle sismique et prédire l'extension et la magnitude des prochaines grandes ruptures (*Lapusta and Liu, 2009; Kaneko et al., 2010*). Les zones en écrouissage positif agissent comme des barrières à la propagation des ruptures sismiques et leur loca-

lisation donne des informations sur le comportement sismique d'une faille. De plus, ces modèles pourraient, à terme, inclure toutes observations impliquant des comportements frictionnels variables latéralement (*Zigone, 2011*), tels les glissements asismiques, la micro-sismicité, les trémors non-volcaniques et toute la zoologie des phénomènes de glissement identifiés (*Peng and Gombert, 2010*). Cependant, les barrières aux grandes ruptures ne semblent pas être des structures pérennes dans certains cas (*Konca et al., 2008*), et il apparaît nécessaire d'introduire la notion de variabilité temporelle dans ces études.

7.2.3 Géologie, fluides et propriétés frictionnelles

Le glissement asismique étant localisé dans des zones où le coefficient de friction est censé augmenter avec la vitesse pour stabiliser le glissement (Fig. 7.8), une exploration des propriétés frictionnelles des roches situées dans une zone de "creep" au sein même du cisaillement permettrait de vérifier cette hypothèse. Le seul cas d'étude *in situ* des propriétés mécaniques et de la déformation des roches à l'intérieur d'une zone en glissement asismique le long d'une faille en décrochement est SAFOD²⁰, le long de la faille de San Andreas (Fig. 7.11). Situé à la terminaison sud-est du segment situé entre Parkfield et San Juan Batista (Fig. 7.3), ce forage expérimental a permis un échantillonnage des roches constituant la zone de faille aux alentours de 3 km de profondeur. L'exploration des propriétés mécaniques de la zone de faille de San Andreas présente deux objectifs : (1) le lien avec le glissement asismique observé en surface grâce aux techniques géodésiques ; (2) expliquer la faiblesse apparente de la faille de San Andreas, révélée par des mesures régionales d'orientation des contraintes (*Zoback et al., 1987*), ainsi que par des mesures de faibles anomalies thermiques à l'aplomb de la faille (e.g. *Brune et al., 1969*; *Lachenbruch and Sass, 1980*). Le sujet de la "faiblesse/force" de cette faille majeure est encore sujet à débat, et nous ne nous attarderons pas sur ce sujet qui mériterait un plus ample examen (*Scholz, 2000*).

Les premières études tentant de relier le contexte géologique au comportement de la faille de San Andreas ont mis en évidence la présence de serpentine le long des différents segments présentant du glissement asismique (e.g. *Moore and Rymer, 2007*). Ces roches proviennent essentiellement de l'hydratation d'ophiolites des Coast Ranges à fortes teneurs en Fer et Magnésium. L'USGS²¹ a mis en évidence, notamment, la présence d'un bloc de serpentine en profondeur assez étendu le long du segment central de la faille de San Andreas (Fig. 7.11). *Moore et al. (1997)* explorent les coefficients de frictions des différents types de serpentine, le Chrysotile, la Lizardite et l'Antigorite, ainsi que leur évolution en fonction de la

20. San Andreas Fault Observatory at Depth

21. United States Geological Survey

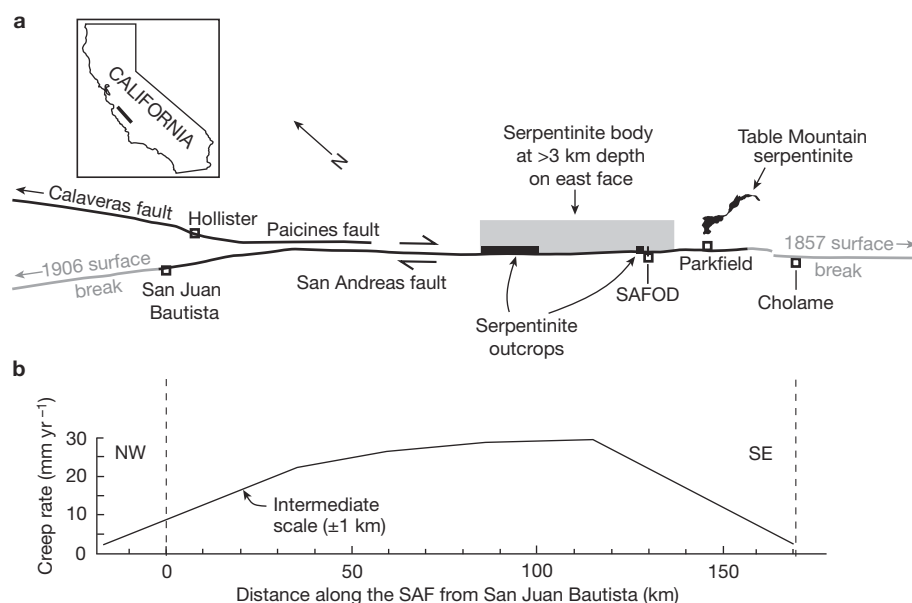


FIGURE 7.11 – **Distribution des serpentines et localisation du forage SAFOD le long de la faille de San Andreas** - **a.** Localisation de la zone de glissement asismique le long de la faille de San Andreas, entre les deux segments bloqués, traces des ruptures de 1857 (Fort Tejon, Mw 7.9) et de 1906 (San Francisco, Mw 7.9). La zone grisée représente l'extension latérale du corps de serpentine en profondeur. **b.** Evolution du glissement asismique le long de la faille de San Andreas, depuis San Juan Batista (*Titus et al., 2006*). Crédits : *Moore and Rymer (2007)*

température. Le Chrysotile présente, à faible profondeur (~3 km), un faible coefficient de friction ($\mu < 0.2$) mais celui-ci augmente avec la profondeur. De même, la résistance frictionnelle de la Lizardite et de l'Antigorite n'est pas très éloignée de celle du granite (Fig. 7.12). Les mesures du paramètre ($a - b$), définissant la stabilité d'un glissement selon le formalisme "Rate-and-State" décrit précédemment, ne permettent pas de tirer de conclusion sur le rôle des serpentines dans le glissement asismique tant la variabilité des résultats est grande (selon la vitesse et la température, les trois types de serpentine peuvent montrer un affaiblissement ou un durcissement cinétique)²².

Moore and Rymer (2007) mettent en évidence la présence de Talc dans des serpentines situées au cœur de la zone de cisaillement active de la faille de San Andreas, qui a été traversée par le forage principal du projet SAFOD. Les essais en friction réalisés sur du talc montrent un très faible coefficient de friction et un fort écrouissage positif (i.e. μ augmente avec la vitesse) suggérant ainsi un rôle du

22. Le cas conditionnellement stable étant difficilement reproductible en termes expérimentaux, nous ne traiterons ici que des écrouissages positifs et négatifs.

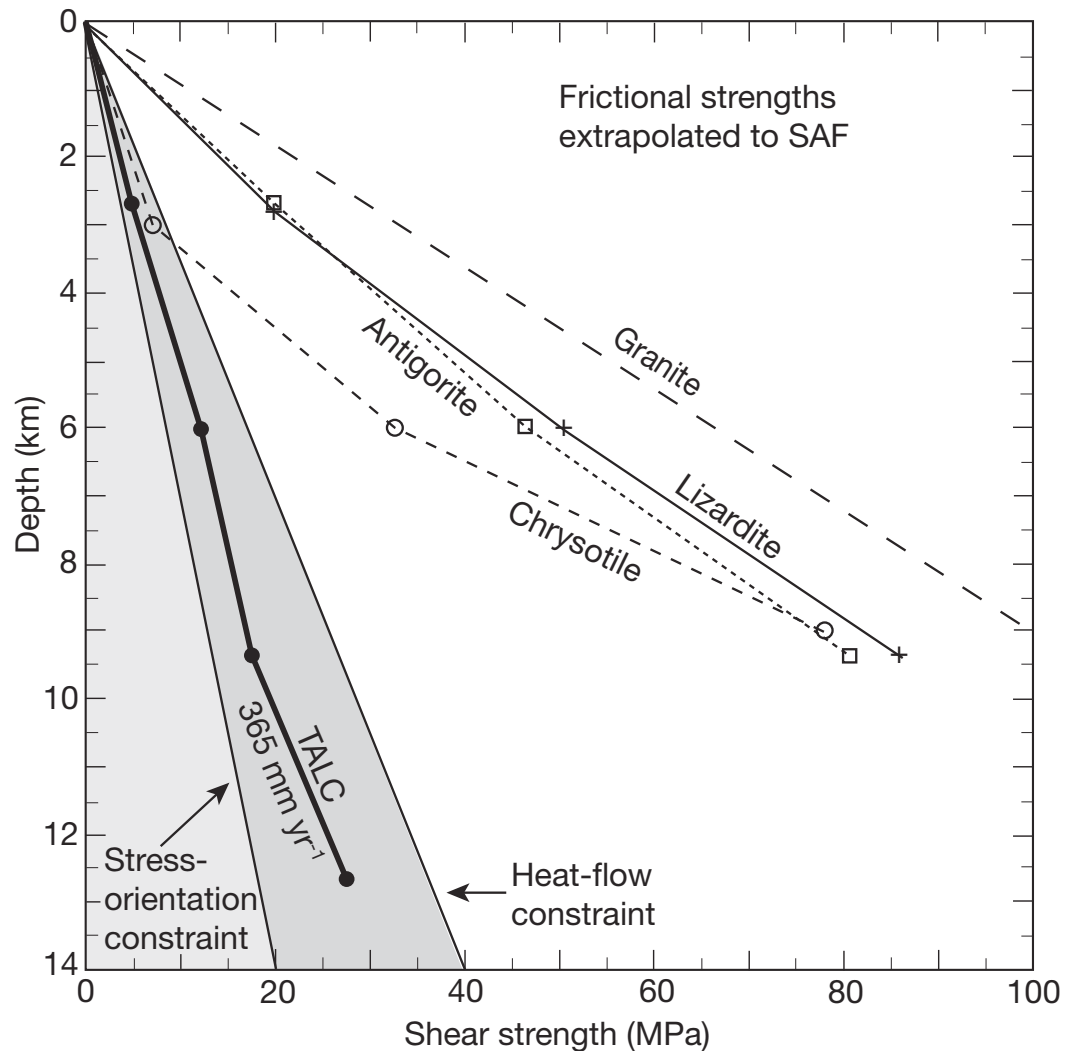


FIGURE 7.12 – **Résistance en cisaillement en fonction de la profondeur** - Résultat de tests triaxiaux simulant les conditions à différentes profondeurs (30°C/km et pression hydrostatique) pour le granite (*Blanpied et al., 1995*), l'antigorite, la lizardite, le chrysotile (*Moore et al., 1997*) et le Talc (*Moore and Lockner, 2007*). Les deux zones grisées indiquent les limites en terme de résistance maximale au cisaillement, déduites des mesures de flux de chaleur (e.g. *Lachenbruch and Sass, 1980*) et des études d'orientation des contraintes (*Zoback et al., 1987*). Crédits : *Moore and Rymer (2007)*

talc dans la faiblesse de la faille ainsi que dans la stabilité du glissement. Le talc²³ est un minéral issu de la réaction de la serpentine avec les veines de quartz qui la traversent et dont le domaine de stabilité s'étend jusqu'à la base de la croûte. Dans une gouge de faille, le mélange serpentine-quartz-talc permettrait donc d'expliquer les faibles coefficients de frictions nécessaires ainsi que le caractère durcissant du plan de faille.

Cependant, des tests en friction sur des gouges synthétiques composées de mélanges de quartz et talc et de serpentine et talc montrent que la proportion de talc doit être bien plus élevée que les 2-3% massiques identifiés par *Moore and Rymer (2007)*. A partir d'échantillons prélevés en surface, à proximité de la faille de San Andreas, en Californie, *Carpenter et al. (2011a)* insistent sur la nécessité d'une proportion de serpentine ou de talc au moins supérieure à 50% massique afin d'observer un écrouissage positif. Des expériences similaires révèlent une proportion de talc nécessaire moindre ($\leq 15\%$ massique), mais toujours bien supérieure aux 2-3% de la gouge de faille (*Moore and Lockner, 2011*). En revanche, lorsque le talc est organisé en bandes, les conditions pour un glissement stable peuvent être réunies (*Moore and Lockner, 2011*).

Récemment, la troisième phase du forage SAFOD a permis un échantillonnage régulier des roches situées autour et au sein de deux zones de cisaillement actives de la faille de San Andreas (Fig. 7.13), la "Southwest Deforming Zone" (SDZ) et la "Central Deforming Zone" (CDZ), afin de mesurer les coefficients de friction et la dépendance en vitesse en fonction de l'éloignement à la trace de faille active (*Carpenter et al., 2011b; Lockner et al., 2011*). Ces mesures révèlent des coefficients de friction forts hors zone de déformation ($\sim 0,5-0,6$), et des valeurs très faibles à l'intérieur des bandes de cisaillement actives ($\sim 0,2$, Fig. 7.13). De plus, un fort écrouissage positif est observé, permettant la stabilité du glissement. Ce comportement particulier est dû à la présence de saponite, une smectite particulièrement faible ($\mu \sim 0.05$), qui compose plus de 60% des gouges prélevées par le forage. Cette argile est le résultat des réactions d'altérations à faible température des blocs de serpentines et des roches quartzo-feldspathiques. Cependant, le domaine de stabilité de cette smectite est limité en profondeur par l'isotherme 150°C et la présence de saponite au delà de 3 à 4 km est plus qu'hypothétique.

En conclusion, il faut imaginer un modèle, pour la faille de San Andreas, dans lequel la présence de grandes quantités de saponite entre la surface et 4 km assurent un glissement stable, tandis que des bancs de talc jointifs expliquent la faiblesse relative du plan de faille en profondeur, jusqu'à la base de la couche sismogène. Cependant, le lien systématique entre glissement asismique et serpentine n'est toujours pas vérifié et le rôle de l'altération des serpentines en minéraux faibles sur le glissement asismique reste à confirmer.

23. $\text{Mg}_3\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$

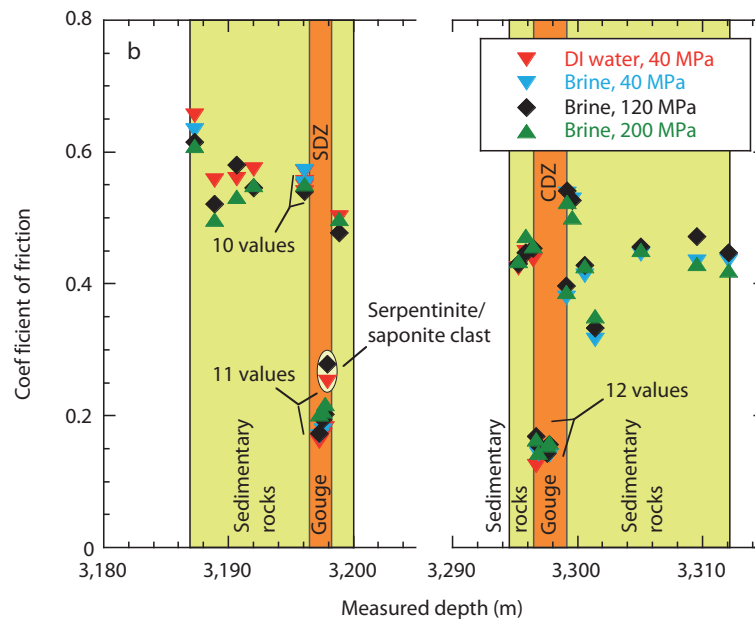


FIGURE 7.13 – **Exploration des valeurs de μ au travers de la faille de San Andreas** - Evolution du coefficient de friction, mesuré à une vitesse $V = 1, 15 \mu\text{m.s}^{-1}$, au travers de la SDZ, à gauche, et de la CDZ, à droite, en fonction de la distance à la zone de plus fort cisaillement. Les couleurs pour chaque symbole indiquent la pression normale effective utilisée pour les mesures. “DI water” correspond à un essai à l’aide d’eau dé-ionisée. Crédits : *Lockner et al. (2011)*

Rôle des fluides dans la déformation asismique à faible profondeur

Le forage SAFOD a aussi permis une observation micro-structurale des échantillons localisés au sein même de la gouge de faille. *Gratier et al. (2011)* mettent en évidence le rôle de la dissolution sous contrainte dans la déformation des roches dans une zone de cisaillement à profondeur sismogénique. Ce mode de déformation a été identifié dans les deux zones de cisaillement, SDZ et CDZ, à partir d’études en microscopie sur des lames minces. Deux mécanismes permettent d’expliquer ce mode de déformation, le glissement grain sur grain associé à la diffusion et la dissolution le long de plans de clivages ou de veines et tous deux sont envisageables sur toute l’épaisseur sismogénique. Ces deux mécanismes permettent d’expliquer les 20 mm.an^{-1} de glissement asismique observés au niveau de SAFOD (*Titus et al., 2006*). De plus, ce mode de déformation permet d’expliquer la présence d’une activité micro-sismique au sein de ce segment en glissement asismique.

Conclusion

Différents modèles mécaniques prenant en compte la pétrologie et le rôle des fluides permettent d’expliquer en partie comment est accommodé le glissement

asismique le long du plan de faille. (1) Des assemblages minéralogiques présentant des faibles coefficients de friction et un comportement durcissant face à la vitesse de glissement permettent d'expliquer une partie du "creep", même si des problèmes subsistent (i.e. rôle des serpentines, quantité de talc en profondeur, coalescence du talc, stabilité de la saponite). (2) La dissolution sous contrainte peut avoir lieu sur toute l'épaisseur sismogène et peut accommoder une partie du glissement asismique. Le "creep" résulte probablement de la combinaison de ces deux mécanismes non antagonistes.

7.3 Implications pour l'aléa sismique

Quelque soit son origine et les modèles utilisés pour l'expliquer, le glissement asismique a des implications non négligeables sur le cycle et l'aléa sismique, dont nous discutons ici. La description classique du cycle sismique ne tenait pas compte des glissements asismiques et la découverte de ce mode de déformation soulève un certain nombre de questions. Quelle est l'importance du glissement asismique en terme de relaxation de la contrainte au cours du cycle sismique ? Quelles sont les conséquences sur le comportement sismique des failles ?

7.3.1 Bilan du glissement au cours du cycle sismique

7.3.1.1 Bilan des moments

La première question soulevée en présence de glissement asismique concerne la quantité d'énergie élastique dissipée de manière asismique. Etant donné l'extension en profondeur de ce glissement le long de certaines failles suggérant que toute la zone sismogène est concernée, cette quantité d'énergie est non négligeable par rapport à celle associée au déplacement imposé par le mouvement des deux blocs de part et d'autre de la faille (e.g. *Bürgmann et al.*, 2000; *Simpson et al.*, 2001; *Schmidt et al.*, 2005; *Ryder and Bürgmann*, 2008; *Jolivet et al.*, 2011b). La répartition spatiale des taux de glissement permet de calculer une magnitude équivalente pour chaque segment en "creep". La quantité d'énergie relâchée de manière asismique le long du segment de la faille de San Andreas allant de San Juan Batista à Parkfield est équivalente à celle d'un séisme de magnitude 6 par an (*Ryder and Bürgmann*, 2008). Le long de la faille de Haiyuan, le glissement asismique dissipe l'équivalent d'un séisme de magnitude 2.8 par an ($M_w \sim 5.9$ entre 2003 et 2009) (*Jolivet et al.*, 2011b, et chapitre 4).

On peut alors comparer cette énergie à celle qui aurait été accumulée si la faille avait été bloquée et ainsi estimer l'aléa sismique potentiel pour une faille. Cependant, autant les incertitudes sur les taux de glissement asismique en surface

deviennent de plus en plus faibles grâce aux techniques de géodésie satellitaire, autant l'estimation des taux de glissement profond sur les failles décrochantes porte toujours à débat. Les mesures géodésiques du chargement actuel ne sont pas toujours en adéquation avec les mesures des taux de chargement holocène (*Thatcher and Murray-Moraleda, 2010*), et on ne peut exclure des variations de taux de chargement à l'échelle du cycle sismique (*Provost and Chéry, 2006*).

Au niveau du segment central de la faille de San Andreas, dont le taux de glissement asismique est estimé à 28 mm.an^{-1} , *Titus et al. (2006)* comparent deux modèles extrêmes : (1) le taux de chargement tectonique le long de cette section atteint 28 mm.an^{-1} ; (2) le taux de glissement holocène déterminé par la mesure du décalage du lit du cours d'eau Wallace Creek atteint 32 mm.an^{-1} (*Sieh and Richard, 1984*). Dans le premier cas, le glissement asismique relâche toute l'énergie élastique, le segment est complètement asismique. Cependant, *Toppozada et al. (2002)* indiquent les occurrences de plusieurs séismes de magnitude supérieure à 5.5. De plus, il est probable que le sud de la zone en glissement asismique ait été le point de nucléation du séisme de Fort Tejon, en 1857 ($M_w \sim 7.9$). Il apparaît donc plus cohérent de considérer un déficit de glissement le long de ce segment. Un taux de glissement en profondeur de 34 mm.an^{-1} conduit à l'accumulation d'une énergie élastique équivalente à un séisme de magnitude 5.7 à 5.9 par an (*Ryder and Bürgmann, 2008*).

Nous avons réalisé un bilan des moments accumulés et relâchés le long de la zone en glissement asismique ($40 \times 20 \text{ km}^2$) le long de la faille de Haiyuan (Fig. 7.14). La comparaison entre le moment sismique dissipé par glissement asismique et celui dissipé par la microsismicité confirme que la majeure partie des contraintes est relâchée de manière asismique. Le moment asismique correspond à une magnitude de 5.9 pour 6 ans tandis qu'avec un taux de chargement estimé à 5 mm.an^{-1} , l'équivalent d'un séisme de magnitude 6.0 aurait dû être accumulé. En terme de bilan, l'énergie élastique accumulée correspond à un séisme de magnitude 3.4 pour 100 ans ($M_w \sim 2.6$ pour 6 ans). Notons que des estimations de taux de chargement intersismique plus forts ont été publiées et conduisent à un déficit de moment plus fort (Fig. 7.14). Néanmoins, étant donné les variations de taux de glissement asismique aussi bien dans le temps que dans l'espace, il est probable que, localement le long du plan de faille, des aspérités aient accumulé de l'énergie élastique. Par ailleurs, notons qu'en 1990, un séisme de magnitude 5.8 a rompu l'extrémité ouest du segment en glissement asismique confirmant ainsi une accumulation de moment sismique, bien que faible, à cet endroit (*Liu-Zeng et al., 2007*).

7.3.1.2 Dissiper le déficit

Bürgmann et al. (2000) et *Schmidt et al. (2005)* explorent la distribution de

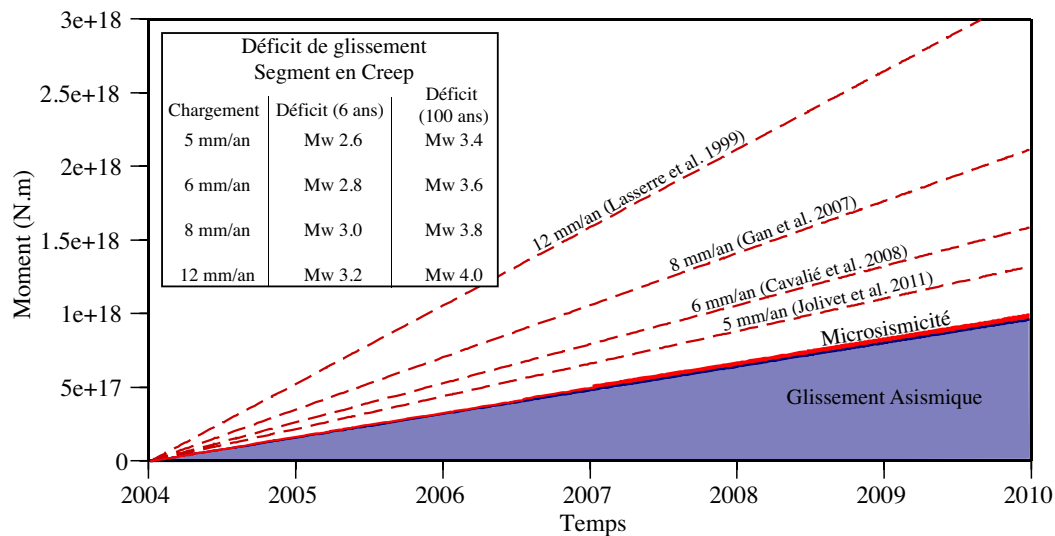


FIGURE 7.14 – **Bilan de moment équivalent le long de la zone de glissement asismique de Haiyuan** - Ligne bleue : évolution du moment asismique correspondant au taux de glissement moyen déterminé par *Jolivet et al. (2011b)*. Ligne rouge : somme des contributions asismiques et sismiques (données de microsismicité fournies par Rong Dailu, CEA, Lanzhou). Lignes rouges pointillées : modèle d'accumulation de moment sismique théorique pour des taux de chargement en profondeur de 5 mm.an⁻¹, 6 mm.an⁻¹, 8 mm.an⁻¹ et 12 mm.an⁻¹ suivant les études de *Jolivet et al. (2011b)*, *Cavalié et al. (2008)*, *Gan et al. (2007)* et *Lasserre et al. (1999)*, respectivement.

glissement asismique le long de la faille de Hayward, et notent la présence d'aspérités le long du plan de faille (i.e. zones de glissement nul entourées par des zones en "creep"). La déformation s'accumule dans ces zones, qui devront relâcher cette énergie pendant des tremblements de terre. *Schmidt et al. (2005)* suggèrent qu'une seule et grande aspérité accumule l'équivalent d'un séisme de magnitude 6.25 tous les cent ans le long de ce segment. La dernière rupture le long de la faille de Hayward a eu lieu en 1868 rompant probablement cette aspérité (Mw~6.5, *Topozada et al., 2002*; *Bürgmann et al., 2000*).

En ce qui concerne le segment en glissement asismique de la faille de Haiyuan, deux scénarios sont envisageables : (1) La faible quantité de moment sismique accumulée est dissipée par le passage d'une rupture majeure dans le segment ; (2) Ce déficit de glissement est relâché par les fluctuations du taux de glissement asismique. Cette hypothèse est soutenue par l'analyse des variations spatio-temporelles du glissement, suggérant que la majeure partie du moment sismique dissipé pendant la période 2003-2009 l'a été par un glissement transitoire en 2007 situé proche de la surface (*Jolivet et al., 2011c*). Ces deux scénarios ne sont pas antagonistes.

Enfin, la localisation du glissement asismique à l'échelle de la faille de Haiyuan

n'est pas anodine. Les études par interférométrie SAR des grands séismes le long de failles décrochantes indiquent que les distributions de glissement cosismique montrent une variation latérale non négligeable (e.g. *Jönsson et al.*, 2002; *Funning et al.*, 2007b). La relation entre les discontinuités géométriques le long de la rupture et la distribution de glissement cosismique en surface est particulièrement frappante pour le séisme de KokoXili, en 2001 (Mw~7.9), le long de la faille du Kunlun, au Tibet (*Lasserre et al.*, 2005; *Klinger et al.*, 2005). Des minimums de glissements sont observés aux limites entre segments de faille. Au niveau de ces jonctions, le déficit de glissement peut être dissipé soit par de la déformation volumique autour de la zone de faille (*Peltzer et al.*, 1999; *Fielding et al.*, 2009), soit par du glissement asismique lors de la période intersismique. Dans ce cas, il est possible d'imaginer un glissement asismique permanent, ou bien s'étalant sur des dizaines d'années après le choc principal. La zone de "creep" de Haiyuan étant située à la jonction entre deux segments majeurs, au niveau d'un relai en extension, les deux hypothèses peuvent être envisagées.

7.3.2 Glissement asismique et sismicité

Au sein du cycle sismique, de nombreuses relations peuvent être mises en évidence entre la sismicité et le glissement asismique. Nous avons évoqué précédemment les relations entre le glissement stable et la micro-sismicité, et nous nous intéressons ici à sa relation avec des événements de plus forte magnitude : (1) la sismicité, locale ou distante, a une influence sur le glissement asismique ; (2) le glissement asismique a une influence sur les prochaines ruptures.

7.3.2.1 La sismicité modifie les taux de glissement asismique

L'influence d'une rupture sismique sur le déclenchement d'une autre rupture sismique a été mise en évidence. Il apparaît assez intuitif de concevoir qu'un séisme, modifiant l'état de contrainte statique dans la croûte environnante, va "charger" ou "décharger" les failles situées à proximité. Cette modification de l'état de contrainte correspond à la variation de contrainte de Coulomb, indiquant si l'on se rapproche ou pas du critère de rupture de Coulomb. Cette variation ΔCFS s'écrit, pour une orientation de plan définie,

$$\Delta CFS = \Delta\tau - \mu\Delta\sigma_n, \quad (7.8)$$

où, $\Delta\tau$ est la variation finale de contrainte cisailante le long de ce plan, μ est le coefficient de friction et $\Delta\sigma_n$ est la variation finale de contrainte normale au plan (*King et al.*, 1994).

Un très bel exemple de l'influence de la variation de contrainte de Coulomb sur le taux de glissement asismique d'une faille est celui de la faille de Hayward

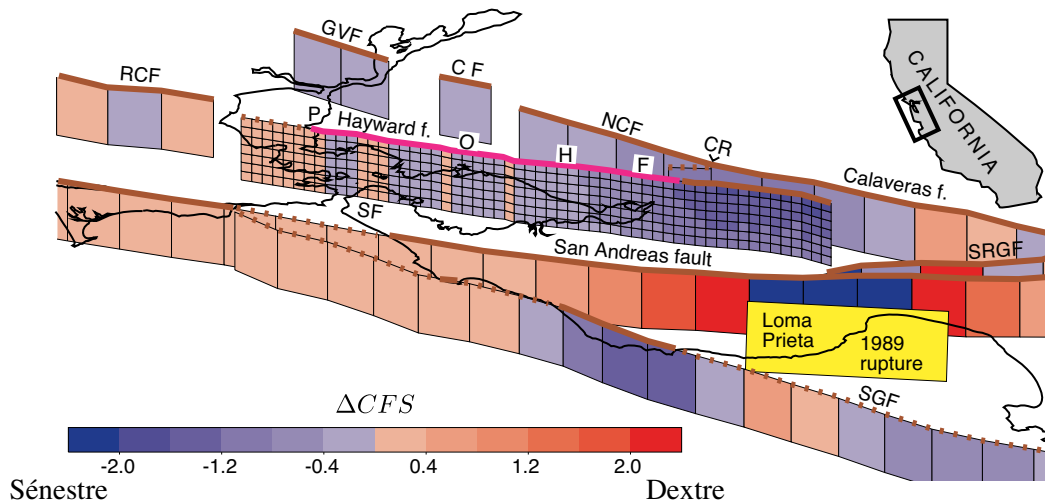


FIGURE 7.15 – **Variation de contrainte de Coulomb suite au séisme de Loma Prieta pour les failles de la baie de San Francisco** - Vue oblique depuis l'ouest du réseau de faille traversant la baie de San Francisco, Californie. Une couleur rouge (resp. bleue) indique un forçage dextre (resp. sénestre). Les lignes noires indiquent la position des côtes par rapport aux failles, modélisées par des plans verticaux à l'aplomb de leur trace de surface. Le plan de rupture du séisme de Loma Prieta, Mw 6.9, en 1989 est indiqué en jaune. RCF : Rodgers Creek fault ; GVF : Green Valley fault ; CF : Concord fault ; NCF : Northern Calaveras fault ; CR : Calaveras Reservoir ; SRGF : Sargent fault ; SGF : San Gregorio fault ; P : Pinole point ; O : Oakland ; H : Hayward ; F : Freemont. Crédits : *Lienkaemper et al. (1997)*

(Fig. 7.3) et du séisme de Loma Prieta, en Californie en 1989. Le taux de glissement asismique moyen le long de la faille de Hayward est estimé à environ 5 mm.an^{-1} (Fig. 7.4), et est constant depuis au moins 1920 (*Lienkaemper and Galehouse, 1997*). En 1989, le séisme de magnitude 6.9 de Loma Prieta²⁴ a rompu un segment de la faille de San Andreas, situé au sud de la baie de San Francisco (Fig. 7.15). A la suite de ce séisme, le taux de glissement asismique le long de la section la plus au sud de la faille de Hayward est devenu nul. Cette période de latence a duré 6 ans, pendant lesquels des mouvements sénestres ont même été observés. *Lienkaemper et al. (1997)* ont calculé la variation de contrainte de Coulomb associée au séisme de 1989 pour toutes les failles situées dans la baie. Il apparaît que la faille de Hayward, dans sa partie sud, a été fortement déchargée, voire forcée à glisser à l'inverse. La variation de contrainte cisailante y est estimée à 0,1 MPa

24. Ce séisme a eu lieu durant le World Series de 1989, "finale" du championnat américain de baseball, qui opposait les Oakland Athletics et les San Francisco Giants. Ce séisme a donc été "télévisé" et visionné dans le monde entier en direct. Le match, reporté de 10 jours, a finalement été remporté par les Oakland A's.

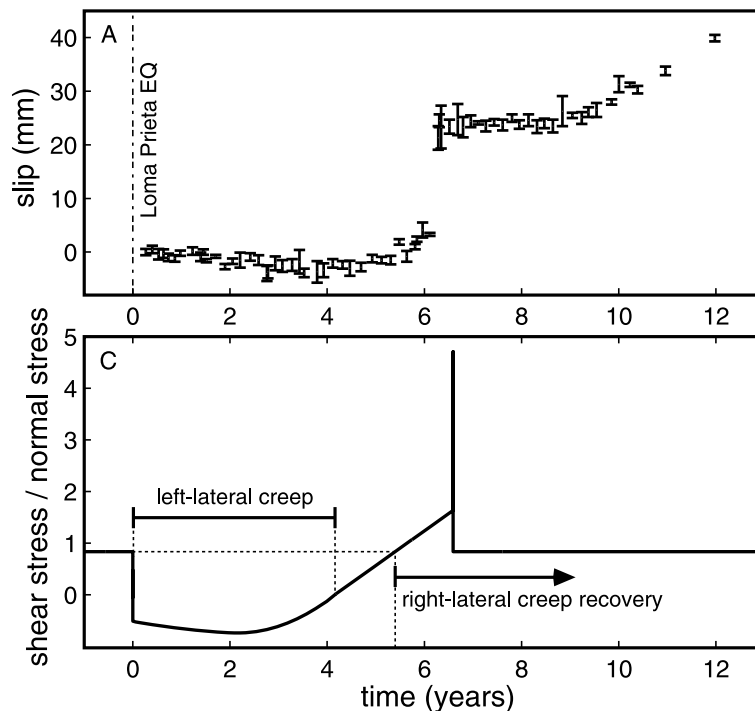


FIGURE 7.16 – **Evolution temporelle du coefficient de friction le long de la faille de Hayward** - Haut : évolution du glissement au niveau de Camelia Road, le long de la faille de Hayward, après le séisme de Loma Prieta (*Lienkaemper and Galehouse, 1997*). Bas : évolution du rapport contrainte cisailante sur contrainte normale pour expliquer l'arrêt, l'inversion et la reprise du glissement le long de la faille de Hayward. Crédits : *Schmidt and Bürgmann (2008)*

(i.e. 0,1 MPa de moins en cisaillement sénestre).

La durée de la période de latence observée peut être expliquée par le rétablissement du rapport de la contrainte cisailante et de la contrainte normale (*Schmidt and Bürgmann, 2008*). En effet, suite au séisme, ce rapport devient négatif, et le chargement tectonique permet de faire remonter la contrainte cisailante au cours du temps (Fig. 7.16). Pendant une période de 4 ans, *Schmidt and Bürgmann (2008)* reproduisent un glissement légèrement sénestre le long de la faille de Hayward, à l'aide d'un modèle en "Rate-and-state", dont les paramètres sont définis à partir d'essais en laboratoire. Une fois que le rapport de la contrainte cisailante et de la contrainte normale a retrouvé son niveau d'avant 1989, et après un événement de glissement accéléré permettant de rattraper le déficit de glissement accumulé pendant ces 6 années, les taux de glissement asismique sont redevenus ceux d'avant 1989.

Dans cet exemple, un séisme de forte magnitude modifie considérablement

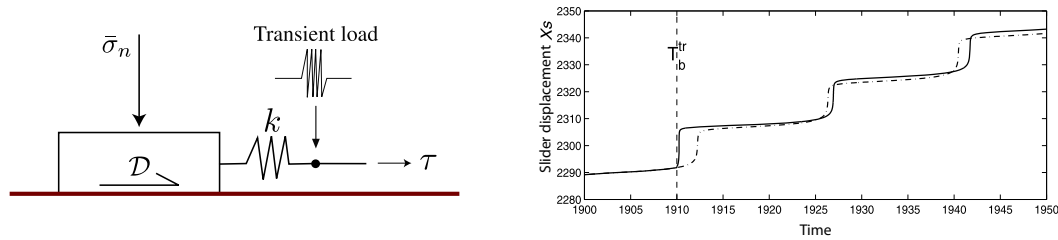


FIGURE 7.17 – **Modélisation de l'influence d'une sollicitation extérieure sur le déclenchement du glissement asismique** - Gauche : représentation schématique du modèle utilisé pour étudier l'influence du passage d'une onde sismique sur la stabilité d'un plan de faille. Droite : évolution du glissement asismique dans le temps avec (ligne continue) ou sans (ligne pointillée) sollicitation extérieure. Les épisodes de glissement asismique sont avancés après le passage d'une onde sismique. Crédits : *Du et al. (2003)*

l'état de contrainte au niveau des plans de failles situées à proximité. *Murray and Segall (2005)* suggèrent que l'événement de glissement asismique observé à la terminaison sud du segment central de la faille de San Andreas entre 1993 et 1995 a été initié par deux séismes successifs de magnitude 4.3 et 4.7 localisés dans la zone en "creep". La vitesse de glissement augmente considérablement directement après chacun de ces événements. Cette corrélation temporelle suggère que chacun de ces séismes a déstabilisé la faille et provoqué l'accélération du glissement. De plus, il semble que la quantité de glissement engendrée dépasse largement la quantité de glissement nécessaire pour dissiper les variations de contraintes successives à chacun des séismes. Par conséquent, ce glissement relâche des contraintes qui ont été stockées sous forme élastique antérieurement aux séismes.

Un autre exemple de déclenchement du glissement asismique par la sismicité est observé le long de la faille de Haiyuan, où deux séismes de magnitude 4.6 et 4.7 modifient l'état de contrainte le long du plan de faille et provoquent une accélération du glissement. Depuis les années 80, une activité sismique modérée (M 4.5-6) est observée le long de la lacune de Tianzhu. Il serait intéressant de voir dans quelle mesure cette activité est alors reliée avec la présence de glissement asismique sur le long terme le long de la lacune.

Du et al. (2003) proposent de vérifier l'importance de la variation de contrainte de Coulomb sur le déclenchement du glissement asismique le long des failles situées à proximité du glissement cosismique. Le calcul de ΔCFS le long de différents plans de faille ayant glissé de manière asismique suite à 10 séismes majeurs en Californie ne permet pas de conclure clairement sur le rôle de la variation de contrainte statique après un séisme. Dans la majeure partie des cas, lorsque le plan de faille de rapproche du critère de rupture de Coulomb, la faille glisse de manière asismique. Cependant, dans certains cas, la faille glisse tandis que ΔCFS diminue.

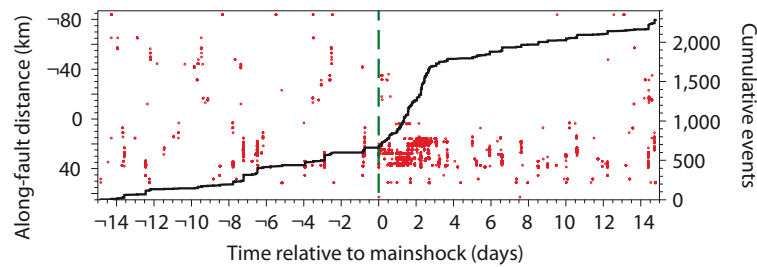


FIGURE 7.18 – **Tremors déclenchés par le passage des ondes de surface du séisme de Denali, M_w 7.9, Alaska** - Evolution du nombre de tremors en fonction du temps le long du segment central de la faille de San Andreas, en fonction du temps après le séisme de Denali, M_w 7.9, situé à 3000 km de la Californie. L'activité des tremors dure pendant 3-4 jours et est le signe de la propagation d'un glissement asismique. Crédits : *Shelly et al. (2011)*

La variation de contrainte statique ne suffit alors pas pour expliquer le changement de comportement des failles en “creep”. Pourquoi de tels segments glissent ils quand la faille a été déchargée ?

La réponse est probablement à chercher du côté des ondes sismiques, émises par une rupture, qui secouent littéralement la croûte terrestre. Tandis que le déplacement final d'un séisme modifie l'état de contrainte de la croûte de manière durable, le passage des ondes sismiques modifie l'état de contrainte de manière dynamique. *Kilb et al. (2000)* expliquent la localisation des répliques du séisme de Landers en analysant la distribution de la variation de contrainte de Coulomb statique et du pic de variation de contrainte dynamique. Plus récemment, *Johnson et al. (2008)* invoquent les effets élastiques non-linéaires liés au passage des ondes sismiques dans le déclenchement précoce d'une instabilité de friction en observant le cisaillement d'une gouge artificielle en laboratoire. Autrement dit, le passage des ondes sismiques d'une rupture, même distante, provoque un endommagement local de l'encaissant et modifie l'état de contrainte dynamique, ce qui peut déstabiliser le milieu et donc le plan de faille.

A partir du formalisme en “Rate-and-State”, *Du et al. (2003)* étudient aussi le déclenchement du glissement asismique sous l'effet d'une sollicitation (Fig. 7.17). Leurs conclusions suggèrent que le passage des ondes sismiques déstabilise le plan de faille et modifie les temps d'occurrence des événements de glissement asismique. Peu d'observations viennent cependant confirmer cette hypothèse. *Lienkaemper et al. (2001)* observent une accélération du “creep” en surface, au moment du séisme de Loma Prieta, avant l'arrêt du glissement asismique le long de la partie sud du plan de faille. Récemment, *Shelly et al. (2011)* observent l'occurrence de tremors, le long de la partie profonde de la faille de San Andreas (15-30 km), consécutifs au passage des ondes sismiques de séismes majeurs lointains (Fig. 7.18). Ces

tremors, qui migrent le long du plan de faille, sont décrits comme étant la manifestation d'un glissement asismique profond, déclenché par le passage des ondes sismiques.

7.3.2.2 De stable à instable

A partir de l'analyse de la phase de nucléation de 30 séismes, *Ellsworth and Beroza (1995)* proposent qu'une rupture sismique puisse résulter de la déstabilisation d'une zone en glissement asismique le long d'un plan de faille. De dimension kilométrique, cette zone serait par conséquent très difficile à observer autrement que par la détection de phénomènes annexes liés au glissement asismique. Avant le séisme de Parkfield, M_w 6.0, en 2004, *Shelly et al. (2009)* observent une migration des tremors, conduits par un glissement asismique profond, sous la zone de transition, entre le segment présentant du glissement asismique permanent de la faille de San Andreas et le segment bloqué situé au sud (Fig. 7.3). *Shelly et al. (2009)* suggèrent donc que ce glissement soit relié à la rupture. Cependant, les auteurs restent prudents quant à leurs conclusions et estiment que le lien entre "creep" et rupture n'est pas direct dans ce cas.

Les séismes répétitifs sont une autre manifestation sismique du glissement asismique ("Repeating earthquakes", *Nadeau and McEvilly, 1999*). L'hypocentre de ces séismes, présentant des formes d'ondes identiques, est situé dans une zone en glissement asismique et correspond à la rupture d'une aspérité située au milieu d'une zone en durcissement cinétique. *Bouchon et al. (2011)* observent une séquence de séismes présentant des formes d'ondes quasi-similaires pendant les 44 minutes précédant le séisme d'Izmit, M_w 7.6, le long de faille Nord Anatolienne en Turquie, en 1999. Durant cette période, ces séismes sont de plus en plus fréquents jusqu'au choc principal. Ce signal est interprété comme étant la signature d'un glissement asismique qui se déstabilise et provoque une rupture sismique.

Un tel phénomène de nucléation a été modélisé numériquement par *Lapusta and Liu (2009)* : au sein d'une section de faille intrinsèquement stable (i.e. écroutissage positif) est introduit un segment présentant un affaiblissement cinétique (i.e. $(a - b) < 0$) et un chargement permanent est appliqué. La zone stable glisse de manière asismique, tandis que des ruptures s'initient spontanément dans la zone instable. Des événements de glissement asismique transitoire sont observés à la limite entre les deux zones : certains s'arrêtent après avoir glissé un peu, d'autres déstabilisent considérablement la zone fragile, qui rompt alors de manière sismique. Cette expérience souligne le rôle des zones de transition entre différents segments et du glissement asismique dans la nucléation des tremblements de terre.

Nous mentionnons enfin l'hypothèse de *Shelly et al. (2011)* reliant le glissement asismique et le déclenchement à distance, et retardé, des séismes. Ces auteurs proposent que le passage des ondes sismiques, émises par un fort séisme loin-

tain, déclenche un événement de glissement asismique perdurant quelque temps et déclenchant à son tour une sismicité distribuée dans le temps ou retardée (i.e. phénomène de “delayed dynamic triggering”).

Conclusion

Les séismes ont une influence sur le déclenchement et les fluctuations des taux des glissements asismiques le long des grandes failles décrochantes. La variation de contrainte statique ou dynamique engendrée par un séisme modifie le comportement des failles situées à proximité et peuvent accélérer ou arrêter le glissement asismique. Inversement, des observations et des modèles suggèrent le rôle du glissement asismique dans la nucléation des ruptures sismiques, petites ou grandes. Il est donc important de procéder à une exploration systématique de l'accumulation de déformation autour des grandes failles décrochantes continentales, afin de déterminer les segments bloqués, sismogènes, les segments en glissement stable et le comportement des failles dans les zones de transition entre segments.

Conclusions, Perspectives...

Au cours de ces 3 ans de thèse, je me suis attaché à caractériser le fonctionnement actuel d'un grand décrochement bordant le plateau du Tibet au Nord-Est, la faille de Haiyuan. L'objectif principal était de mesurer par InSAR, avec la meilleure résolution possible, modéliser et analyser les variations spatiales et temporelles de la déformation intersismique le long de différentes sections de la faille, dans le cadre plus général de l'étude du cycle et de l'aléa sismique.

Différents aspects techniques ont été abordés au cours de ce travail. J'ai participé au développement et à la mise en place d'une chaîne de traitement interférométrique, allant depuis les données SAR brutes jusqu'au traitement en séries temporelles des interférogrammes. Mes contributions les plus importantes ont été relatives à l'estimation et la correction des délais liés aux fluctuations spatiales et temporelles de l'état de la troposphère et aux méthodes d'inversion en séries temporelles.

Les effets troposphériques, dits "stratifiés" (i.e. non turbulents), saisonniers et corrélés spatialement, induisent des biais à grande longueur d'onde temporelle dans la mesure des déformations et doivent donc être corrigés avant de procéder à une sommation ("stacking") ou à une analyse en séries temporelles. Ceci est particulièrement critique dans le cas où les signaux de déformations et troposphériques sont corrélés et l'application de filtrages spatio-temporels ne peut efficacement réduire le biais résultant, à cause de l'échantillonnage irrégulier des acquisitions SAR. Pour le cas de l'étude de la faille de Haiyuan, j'ai utilisé dans un premier temps une estimation empirique du délai troposphérique stratifié. J'ai ensuite développé une méthode de correction plus systématique des interférogrammes à partir des variables issues d'un modèle atmosphérique mondial, la ré-analyse globale ERA-I de ECMWF.

Cette méthode permet d'obtenir des cartes de délais interpolés à l'échantillonnage de l'interférogramme et à l'altitude du pixel afin de corriger chaque interférogramme de la contribution atmosphérique non turbulente. Je montre que cette correction est au moins aussi efficace que les corrections empiriques et n'en présente pas les inconvénients. Cette méthode peut être appliquée avant le déroulement pour aider à résoudre les ambiguïtés de phase. Elle ne corrige pas parfaitement chaque interférogramme mais permet, pour un grand nombre d'interférogramme, de réduire les biais dans la détermination des taux de déformation par sommation ou séries temporelles, et ce, malgré la faible résolution spatiale du modèle ERA-I (~75 km). Les modèles de ré-analyse vont s'améliorer dans les années à venir aussi bien au niveau des résolutions spatiales et temporelles que des techniques d'assimilation et de la quantité de données météorologiques prises en compte pour contraindre les variables de sortie. Par exemple, les modèles atmosphériques de

prédiction, dits opérationnels, ont déjà des résolutions bien meilleures, et les améliorations techniques de l'informatique et des mesures permettront de meilleures ré-analyses globales. Ces améliorations permettront de décrire de plus en plus de phénomènes atmosphériques à des échelles de plus en plus fines et ainsi de corriger de mieux en mieux les interférogrammes. De plus, la méthode de correction proposée peut être utilisée en combinaison avec des données atmosphériques annexes, locales, telles les délais zénithaux GPS, par exemple, afin de contraindre plus finement l'état de l'atmosphère. Je pense qu'il est important d'inclure dans les chaînes de traitement, en routine, ce type de méthode d'estimation des délais et des initiatives se développent dans la communauté afin de pourvoir à ce besoin (Oscar²⁵/JPL).

La contribution atmosphérique à la phase interférométrique contient aussi un terme turbulent, aléatoire dans le temps et dans l'espace. Ce signal correspond à l'activité journalière de l'atmosphère imposée par la convection atmosphérique à plusieurs échelles et les modèles météorologiques méso-échelle actuels ne parviennent que très imparfaitement à reproduire ce signal turbulent. Étant donnée la courte longueur d'onde temporelle de ces signaux, j'ai choisi, au cours de ces travaux, de réduire leur influence en utilisant l'ensemble des nombreuses acquisitions disponibles et en procédant à un moyennage temporel (chapitre 4) ou en appliquant un lissage temporel (chapitre 5). J'ai implémenté la méthode d'inversion en séries temporelles contrainte développée par *Lopez-Quiroz et al. (2009)* au sein de la chaîne NSBAS. Cette méthode permet une estimation robuste de la vitesse moyenne de déformation sur la période d'observation (contrairement aux méthodes de "stacking" qui permettent d'estimer la moyenne des vitesses mesurées par les interférogrammes, au sens des moindres carrés). Par la suite, j'ai développé une méthode d'inversion en séries temporelles qui inclut un lissage temporel par le biais des covariances *a priori* entre les paramètres. Un tel lissage permet d'effacer les fluctuations temporelles à hautes fréquences et ainsi de mettre en évidence les variations des taux de déplacement.

Un facteur limitant dans les séries temporelles de type SBAS est le grand nombre de pixels à traiter. Il est pour l'instant impossible d'inverser tous les pixels simultanément et de prendre en compte correctement les covariances spatiales. Ce point a été abordé au chapitre 1 et la mise en place de nouvelles méthodes d'analyses, basées notamment sur le passage dans le domaine des ondelettes, peut permettre une meilleure estimation des effets des distributions spatiales du bruit sur l'inversion. Il est aussi possible d'imaginer une évolution des puissances et des méthodes de calculs répartis permettant une inversion simultanée de tous les pixels d'une série, mais la quantité de données interférométriques va augmenter en parallèle, avec l'arrivée des satellites Sentinel-1 et 2, qui acquerront des images plus

25. Online Service for Correcting Atmosphere in Radar

larges et plus longues qu'à présent.

Cette augmentation de la masse de données à traiter, mais aussi à stocker, va probablement poser problème dans les années à venir. Les développeurs de codes d'interférométrie ont pris la mesure de ce problème en générant moins de données, et l'Agence Spatiale Européenne, par exemple, ne distribuera plus que des images focalisées. Le principal problème restant vient, à mon sens, des algorithmes d'analyse en séries temporelles. Lorsqu'une image est rajoutée dans le jeu de données, il est nécessaire de re-calculer toute la série temporelle, même si cette nouvelle acquisition n'aura d'influence que sur une petite partie de la série temporelle. Pour des séries temporelles courtes, le calcul est relativement rapide et peut être répété. Cependant, au vu de la quantité et de la taille des images promises par l'arrivée de la future génération de satellites, il est impensable de procéder à une nouvelle inversion à chaque ajout de données. Il serait donc intéressant de développer des procédures d'assimilation de données, suivant ainsi la communauté des météorologues et climatologues. Les outils mathématiques existent (filtre Kalman, 4D-Var, par exemple), sont déjà utilisés pour le traitement des données GPS et ne demandent qu'à être adaptés à l'assimilation de données InSAR pour l'observation de phénomènes géophysiques. En attendant l'arrivée de ces nouveaux satellites, les algorithmes peuvent être développés et testés sur les satellites actuels (Radar-Sat 2, TerraSAR-X, CosmoSkyMed...) et surtout sur l'impressionnante quantité de données archivées par l'ESA (ERS-1 et 2, Envisat).

Je conclurai sur les aspects méthodologiques traités au cours de mes travaux en soulignant l'importance pour les applications géophysiques des prochaines missions satellitaires SAR, avec la réduction des temps de re-visite sur une même zone et des acquisitions systématiques sur les principales zones de déformations actives et les zones urbaines. Le développement des techniques de réponse d'urgence face à une situation de crise provoquée par un événement géophysique repose sur la diminution de ces temps de retour. La compréhension des modes de déformation et du déroulement du cycle sismique dans son ensemble repose sur des acquisitions systématiques, rapprochées dans le temps et couvrant une longue période temporelle. Ces conditions réunies, le traitement des données InSAR se rapprochera de plus en plus des traitements de données GPS, au cours duquel des modèles de déformation, d'orbites satellitaires, de délais troposphériques et autres surcharges marines ou lithosphériques sont estimés simultanément au géo-positionnement.

La mesure des faibles déformations attendues en période intersismique, *a priori* à grande longueur d'onde spatiale et éventuellement non linéaires, le long de la faille de Haiyuan nécessitent l'approche méthodologique discutée ci-dessus. Mes premiers travaux ont consisté à construire une cartographie des vitesses moyennes de déformation couvrant la section orientale de la faille sur la période allant de 2003 à 2009. L'inversion des cartes de vitesse a permis de mettre en évidence

l'existence d'une zone de glissement dans la partie sismogène de la croûte et de déterminer son extension latérale (~ 35 km), à la jonction entre la terminaison Ouest de la rupture de 1920 et la lacune sismique de Tianzhu, ainsi que la distribution des taux de glissement correspondants. Cette zone de glissement est associée à une activité micro-sismique plus forte que le long des segments bloqués alentours. Cependant, le moment équivalent relâché par le glissement dépasse d'un facteur 30 celui correspondant à la micro-sismicité à cet endroit. Il s'agit donc de glissement asismique. Son taux moyen égale presque le taux de chargement tectonique en profondeur actuel, estimé à 5 mm.an^{-1} . J'ai donc observé ici des variations latérales, à grande échelle spatiale, du "couplage" intersismique, similaires à celles observées le long d'autre décrochements ou des zones de subduction.

Cependant, le taux de glissement asismique, moyenné sur la période 2003-2009, apparaît localement plus élevé que le chargement tectonique. Par conséquent, il est nécessaire d'envisager une variabilité du glissement asismique dans le temps. Une analyse en série temporelle lissée a permis de mettre en évidence de telles fluctuations temporelles et a notamment révélé une accélération du glissement asismique au cours de l'année 2007, en lien avec des événements sismique de magnitude modérée. Par ailleurs, l'étude fine de la distribution spatiale du glissement asismique en surface montre une certaine segmentation à plus petite échelle. Nous observons donc une variabilité du "couplage" intersismique au sein même de la section en glissement asismique. Une telle variabilité reflète sans doute une variabilité similaire en profondeur, suggérant une certaine rugosité du plan de faille.

Par l'analyse multi-échelle du lien entre la géométrie de la trace en surface de la faille et la distribution du glissement en surface, je mets en évidence le contrôle du glissement asismique en période intersismique par la rugosité de la faille. L'organisation auto-affine de la faille (des aspérités géométriques de faible amplitude à grande longueur d'onde combinées avec des aspérités géométriques de forte amplitude à courte longueur d'onde) suggère le rôle des propriétés élastiques de la croûte sur la rugosité de la faille. Cette auto-affinité se retrouve dans la distribution spatiale du glissement asismique, traduisant le contrôle de la rugosité sur ce glissement. Par ailleurs, un examen de la distribution spatio-temporelle des vitesses le long de la section en creep suggère que le glissement asismique est organisé en une cascade d'événements de tailles variables, reliés par une relation de type Gutenberg-Richter, qui interagissent localement les uns avec les autres. Je propose finalement que la relation auto-affine exprimée par la distribution de glissement asismique en surface reflète des variations à toutes les échelles du "couplage" intersismique le long de ce segment.

L'ensemble de ces conclusions soulèvent de nombreuses questions et interrogations sur le comportement de cette faille. Tout d'abord, le glissement asismique observé est-il permanent ou transitoire à l'échelle du cycle sismique ? Sa localisation particulière a-t-elle des implications en terme d'aléa sismique dans la région ? Un

glissement permanent au niveau d'une discontinuité géométrique majeure conférerait à cette zone de jonction un rôle de barrière permanente à la sismicité, et le faible déficit de glissement accumulé permettrait le passage de certaines ruptures, tout en arrêtant les autres. Il est intéressant de noter que la rupture de 1920 s'est effectivement arrêtée au nord de cette jonction, tandis que la rupture précédente, 1092 AD, est décrite comme l'ayant traversée. Par ailleurs, la présence de glissement asismique transitoire à l'extrémité d'une lacune présentant un fort déficit de glissement pourrait être un signe avant-coureur de la déstabilisation de cette lacune. Je soulève ici la question du rôle du glissement asismique sur l'initiation, la propagation et la terminaison des grandes ruptures sismiques et plus généralement, du comportement et du rôle des zones d'inter-segments au cours du cycle sismique. Enfin, de part l'imbrication des différentes échelles observées ici, je soulève l'importance d'étudier les liens entre rugosité, propriétés mécaniques et comportement des failles au sein d'un continuum allant depuis les séismes lents jusqu'aux ruptures sismiques.

Au cours de cette étude, j'ai réalisé une plongée progressive dans le comportement de la faille de Haiyuan. De plus en plus de détails ont pu être résolus, successivement, et seul l'apport de données complémentaires permettrait de vérifier, confronter ou améliorer les conclusions présentées dans ce manuscrit. Nous continuons d'ailleurs à demander l'acquisition d'images pendant les derniers mois de fonctionnement d'Envisat et les acquisitions d'images haute résolution CosmoSkyMed sont programmées. Au cours de l'année 2009, des GPS continus ont été installés de part et d'autre du segment en glissement asismique, afin d'assurer un suivi temporel de ce glissement, notamment pendant la période allant jusqu'à 2013 et le lancement des satellites SAR de nouvelle génération de l'ESA. De plus, un profil de campagne GPS existe dans cette zone et les données acquises échantillonnent la période 1994-2005, recouvrant en partie l'étude de *Cavalié et al. (2008)* et celle-ci. Leur traitement en cours permettra une connexion des séries temporelles ERS-1, ERS-2 et Envisat et il sera ainsi possible de retracer l'historique du glissement asismique sur 20 ans. Par ailleurs, un réseau sismologique, enregistrant en continu depuis l'été 2011, existe dans cette zone mais n'est constitué que de quelques stations. Au vu de l'activité sismique exprimée le long de ce segment et grâce à l'augmentation du nombre de stations, il pourrait être intéressant de localiser précisément les micro-séismes, afin de contraindre la présence de micro-aspérités, permanentes ou non, et de confronter cette distribution à la distribution du glissement de surface mesurée ici. De plus, d'autres études sismologiques plus poussées, telle la détection de trémors non volcaniques, pourraient être envisagées. Si cette étude montre le niveau de résolution que l'on peut avoir dans l'étude des déformations intersismiques, beaucoup reste à faire pour intégrer l'ensemble des données dans des modèles plus physiques, mécaniques impliquant la géométrie de la faille, la géologie locale, l'état de contraintes local, le rôle des fluides circulants...

A l'heure actuelle, outre les enjeux posés par la compréhension du cycle sismique, l'étude des mécanismes de déformation à l'échelle continentale et des interactions à distance entre failles sismogènes est une autre problématique fondamentale. Les études interférométriques permettront dans quelques années de construire des cartes de déformation à l'échelle du plateau tibétain dans son ensemble. Il sera alors possible de confronter les observations de déformation aux modèles mécaniques et géodynamiques. Je conclurai ce manuscrit en soulignant la nécessité, dans ce type d'étude de grande échelle, de conserver une forte résolution spatiale à proximité des failles afin de pouvoir résoudre dans un même modèle le lien, s'il existe, entre mécanique des failles, localement, au cours du cycle sismique, et grandes déformations, à l'échelle du plateau tibétain.

Caresse et bise à l'oeil...

Bernard Lenoir, France Inter, le soir pendant 21 ans.

$$\mathrm{Sp}(x)^{i,j} \simeq \mathrm{Sp}(x)^i + \mathrm{Sp}(x)^j. \quad (\text{A.1})$$

We invert equation A.1 using the least-square solution to estimate each scene noise energy function, their associated errors and resolution (*Tarantola, 2005*):

$$\mathbf{m} = (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_D \mathbf{G})^{-1} \mathbf{G} \mathbf{d}, \quad (\text{A.2})$$

where \mathbf{d} contains the spectrum values of all interferograms, \mathbf{m} contains the spectrum values of all acquisitions and \mathbf{G} is the design matrix. Diagonal terms of the data covariance matrix \mathbf{C}_d are the variance of the corrected interferograms, while non diagonal terms are null.

Each weighting parameter β_i in equation A.1 is the inverse of spectrum maximum for acquisition i , normalized by the sum of all acquisition spectrum maximum. This way, the relative weight of the constrained part of the matrix (Eq. 4.5) is equal to γ , with respect to the upper part.

A.3 Data Covariance Matrix

We compute the empirical semi-variogram of each full-resolution LOS velocity map using the following equation (*Chilès and Delfiner, 1999*):

$$\gamma(x) = \frac{1}{2N(x)} \sum_{m,n/\text{dist}(m,n)=x} (V_m - V_n)^2, \quad (\text{A.3})$$

where $\gamma(x)$ is the semi-variogram value at distance x , $N(x)$ is the number of pixel pairs separated by the distance x , V_m and V_n are the LOS velocities of pixels m and n . As for the energy function in equation 4.6, there exists a sill value γ_s over a distance of $\simeq 30$ km over which noise is uncorrelated. Considering the residual noise as second-order stationnary (ie. not dependent on the position) and isotropic, it is possible to build the two dimensional covariance function $Cov(x)$ for each LOS velocity map from the semi-variogram using the following equation:

$$Cov(x) = \gamma_s - \gamma(x). \quad (\text{A.4})$$

Following *Sudhaus and Jönsson (2009)*, we fit each covariance function either with an exponential decay $a.e^{-bx}$ or an exponential decay combined with a cosine term $a.e^{-bx}\cos(wx)$ (Tab. 4.1 and Fig. 4.8). To ensure that the covariance functions remain positive-definite, we impose $w < b$ (*Chilès and Delfiner, 1999*). We use these covariance functions to build the full data covariance matrix \mathbf{C}_{Df} . The downsampled data covariance matrix \mathbf{C}_D used in equation 4.7 is related to \mathbf{C}_{Df} through the linear quadtree operator \mathbf{Q} (*Sudhaus and Jönsson, 2009*):

$$\mathbf{C}_D = \mathbf{Q} \mathbf{C}_{Df}. \quad (\text{A.5})$$

This ensures a high (resp. low) weight to data points representing a large (resp. small) area.

A.4 Inversion quality tools.

Following *Tarantola (2005)*, *a posteriori* errors on the model parameters are given by

$$\mathbf{C}_{\text{mpost}} = (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_D^{-1} \mathbf{G} + \mathbf{C}_m^{-1})^{-1}, \quad (\text{A.6})$$

where \mathbf{G} is the theory matrix, \mathbf{C}_D is the data covariance matrix (Appendix A.3) and \mathbf{C}_m is the model covariance matrix. The diagonal terms of $\mathbf{C}_{\text{mpost}}$ are the variance of each parameter, while the non-diagonal terms give the covariances between parameters.

The correlation ρ_{ij} between two parameters i and j (-1 , 0 and 1 for anti-correlated, not correlated and correlated, respectively) is defined as:

$$\rho_{ij} = \frac{\mathbf{C}_{\text{mpost}}(\mathbf{i}, \mathbf{j})}{\sqrt{\mathbf{C}_{\text{mpost}}(\mathbf{i}, \mathbf{i}) \mathbf{C}_{\text{mpost}}(\mathbf{j}, \mathbf{j})}}. \quad (\text{A.7})$$

The resolution operator \mathbf{R} is given by:

$$\mathbf{R} = \mathbf{C}_m \mathbf{G}^t (\mathbf{G} \mathbf{C}_m \mathbf{G}^t + \mathbf{C}_D)^{-1} \mathbf{G}. \quad (\text{A.8})$$

Because we impose a spatial smoothing on fault patches through the model covariance matrix \mathbf{C}_m , slip value on a patch depends on the slip of the neighbouring patches. We thus express the resolution of each slip parameter as the sum of all terms in the corresponding line of the resolution operator \mathbf{R} . A fully resolved (respectively unresolved) parameter has a resolution of 1 (respectively 0).

A.5 Supplementary Materials

Supplementary materials contains data set characteristics relative to the selection process and the time series analysis for ascending tracks 240 and 469 and descending tracks 290 and 333.

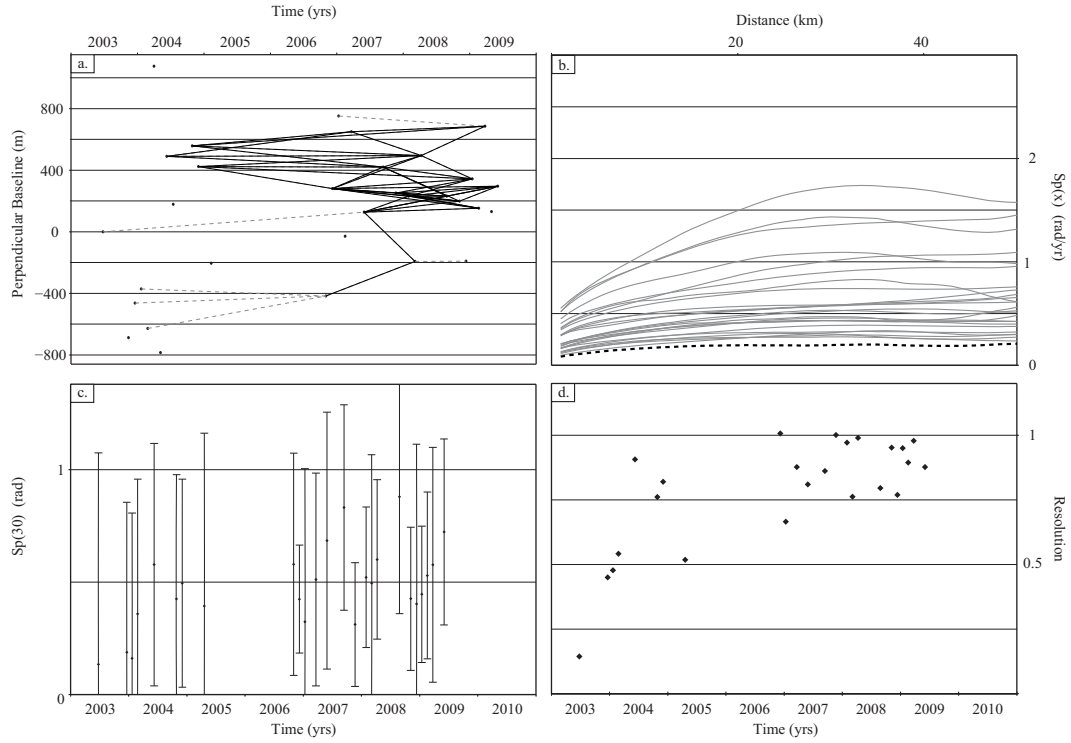


Figure A.1: **Selection process** - For Track 333: (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisitions with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected.

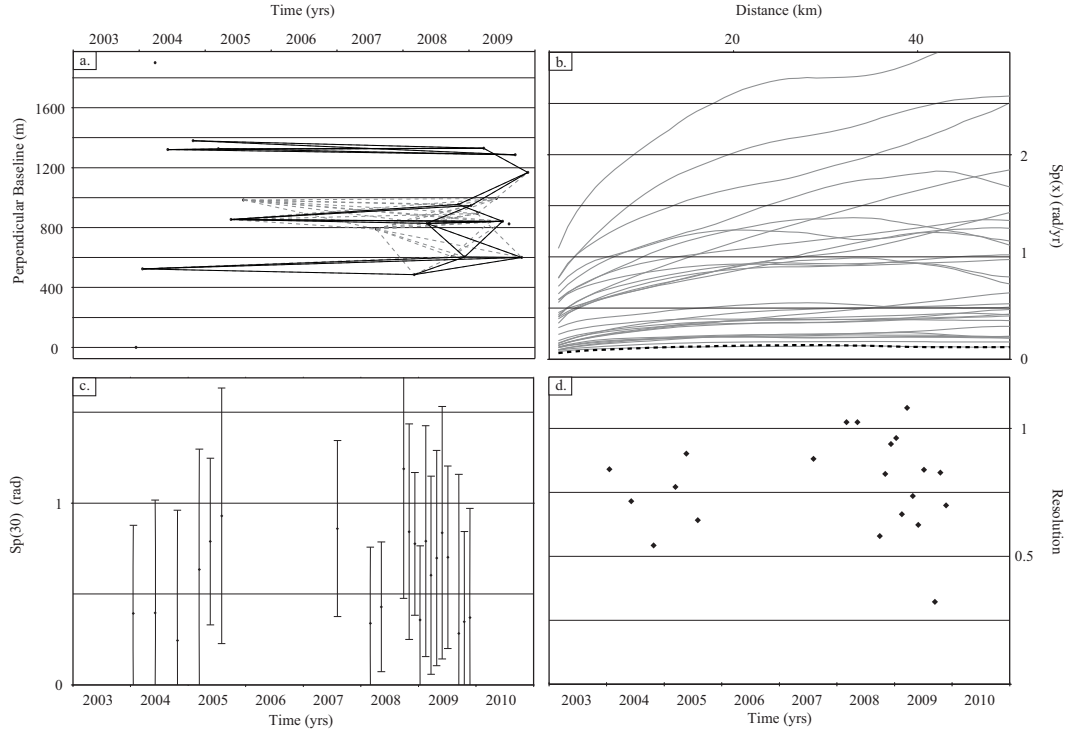


Figure A.2: **Selection process** - For Track 290: (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected.

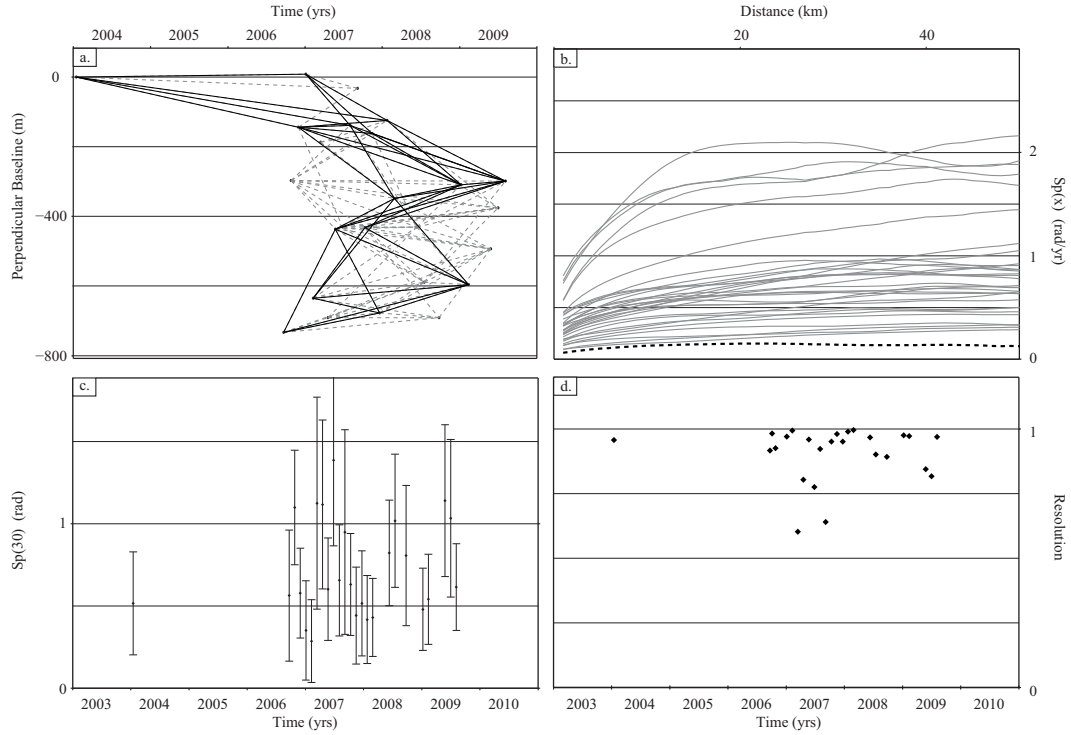


Figure A.3: **Selection process** - For Track 240: (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisitions with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected.

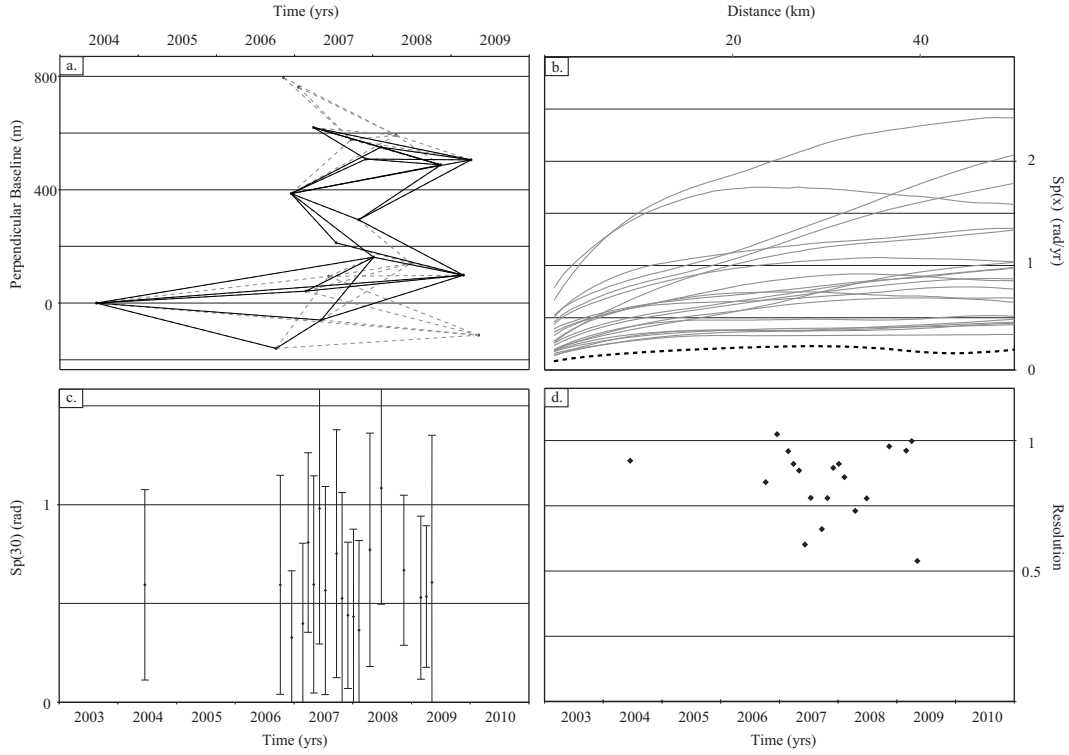


Figure A.4: **Selection process** - For Track 469: (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisitions with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected.

A.6 Exemple de traitement en séries temporelles contrainte

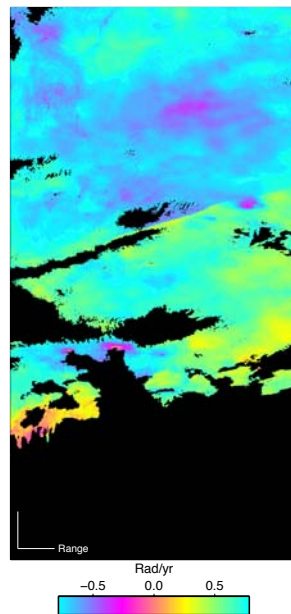
Dans cette section, nous présentons les interférogrammes utilisés pour l'analyse en série temporelle contrainte de la track ascendante 240 ainsi que les cartes de résidus, le Modèle Numérique de Terrain utilisé, la carte des termes d'erreur de MNT e et la carte de vitesse de phase produite.

Les interférogrammes sont déroulés et référencés par rapport au bloc situé au nord de la faille. Ceux-ci sont présentés en géométrie radar : l'axe vertical représente l'azimuth, parallèle à la direction de vol du satellite (dans ce cas, le satellite vole dans la direction Sud-Sud-Est), l'axe horizontal représente le "range", la partie de l'image la plus proche du satellite se trouve donc sur la gauche de chaque image.

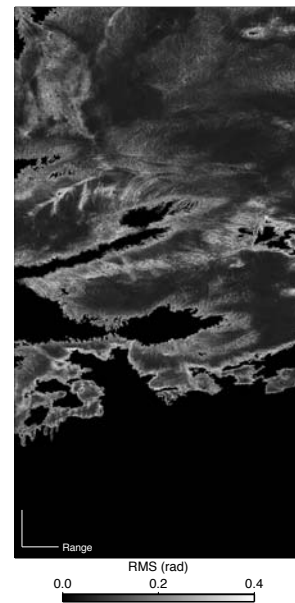
Par ailleurs, chaque interférogramme est représenté avec la carte de RMS associée à l'issue de l'analyse en série temporelle. Pour un pixel, la RMS totale est définie comme,

$$RMS = \sqrt{\sum \frac{(\phi^k - \phi_m^k)^2}{n}}, \quad (\text{A.9})$$

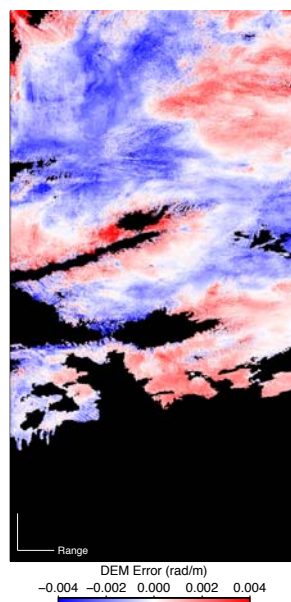
où, n est le nombre d'interférogrammes pour lesquelles le pixel à été déroulé, ϕ^k est la phase du pixel de l'interférogramme k et ϕ_m^k est la phase de l'interférogramme k reconstruit par analyse en séries temporelles (Fig. A.5). Pour un seul interférogramme, il s'agit simplement de la racine carrée de la différence entre phase mesurée et phase simulée. Cet indicateur permet de surveiller les cas d'erreurs de déroulements et de rampe orbitale résiduelles (voir tous les exemple de la Figure A.6).



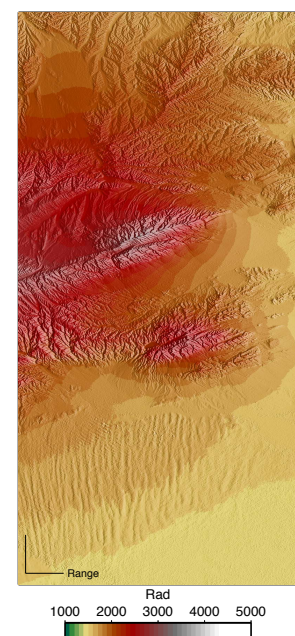
Carte des vitesses de phase



Root Mean Square

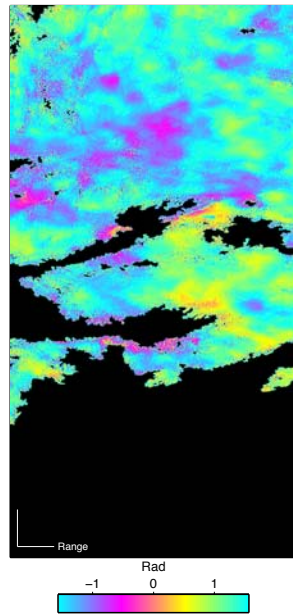


Erreur de MNT

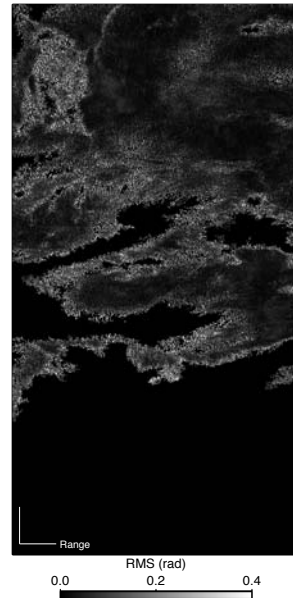


Modèle Numérique de Terrain

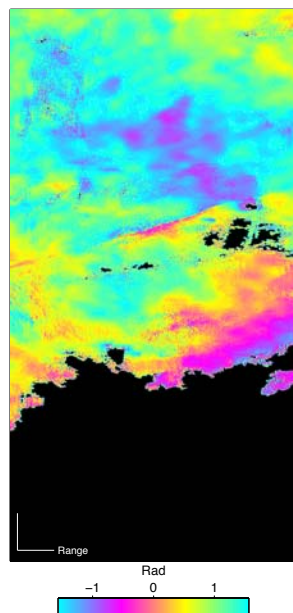
FIGURE A.5 – **Analyse en séries temporelles de la track 240** - Résultat de l'analyse en séries temporelles contrainte pour la track ascendante 240, sur la période 2003-2009. Les données et leur sélection sont présentées Fig. A.3. La zone de glissement asismique est clairement identifiable dans la carte de vitesse moyenne.



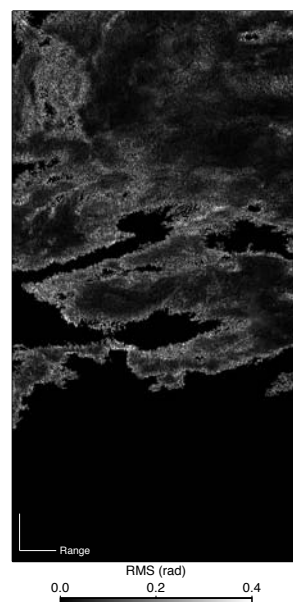
15-01-2004/30-11-2006



RMS

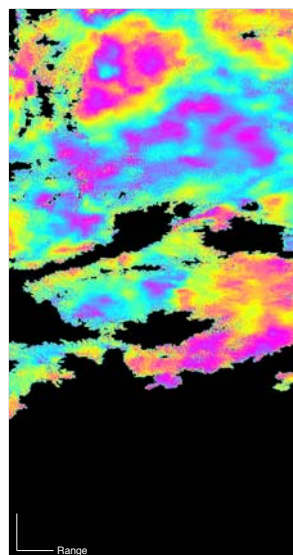


15-01-2004/04-01-2007

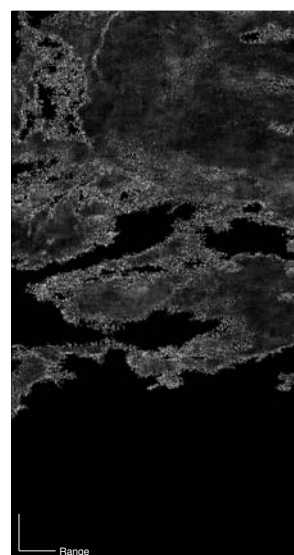


RMS

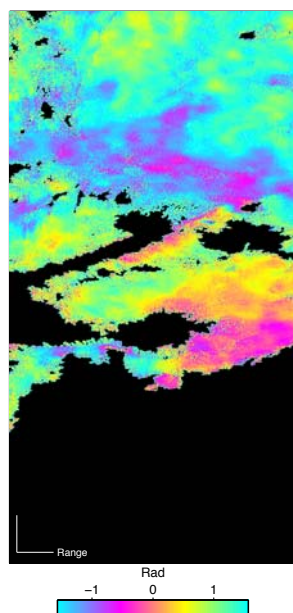
FIGURE A.6 – **Interférogrammes et cartes de RMS** - Interférogrammes utilisés pour l'analyse en série temporelle contrainte pour la track T240 (voir chapitre 4)



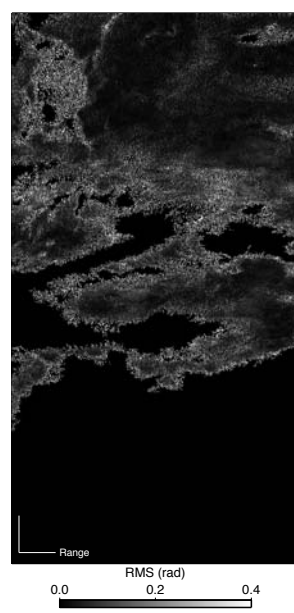
15-01-2004/02-08-2007



RMS

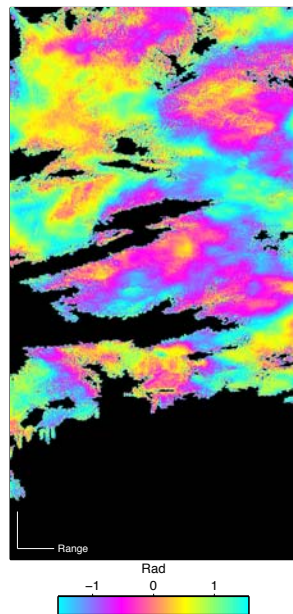


15-01-2004/24-01-2008

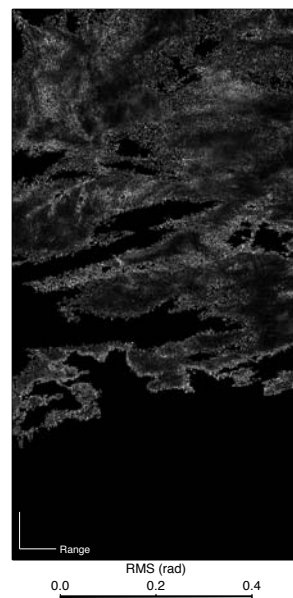


RMS

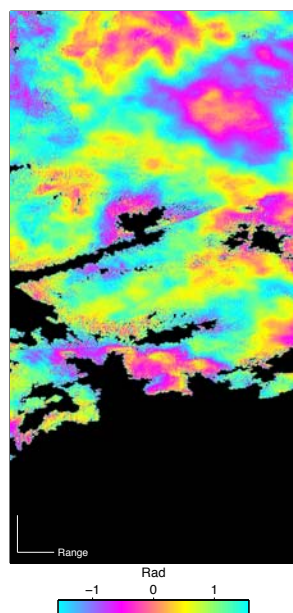
Suite de la figure A.6



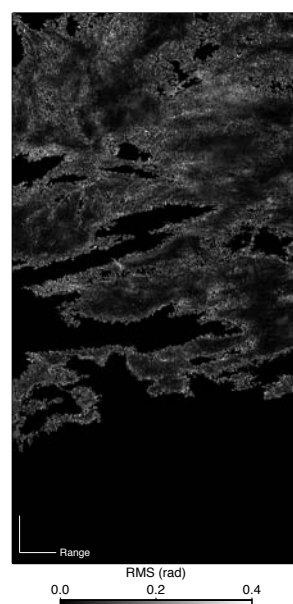
21-09-2006/24-05-2007



RMS

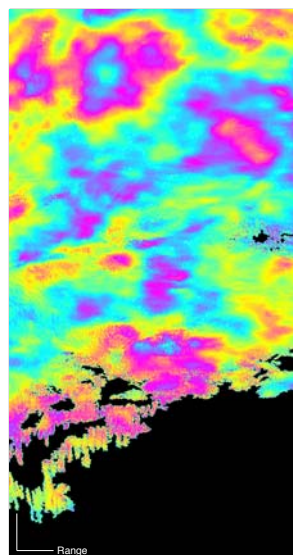


21-09-2006/12-02-2009

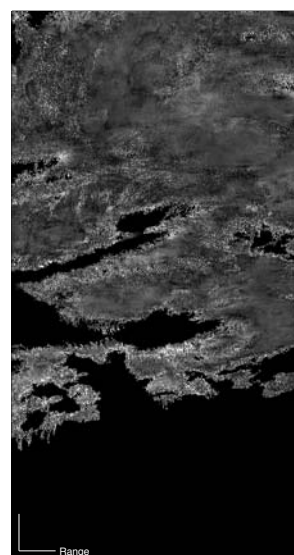


RMS

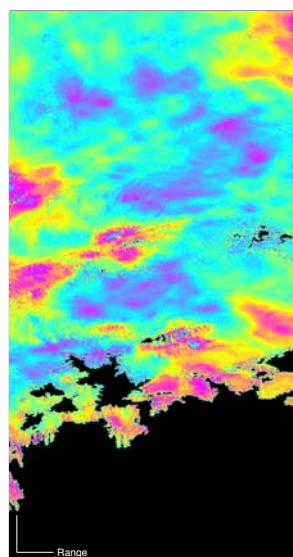
Suite de la figure A.6



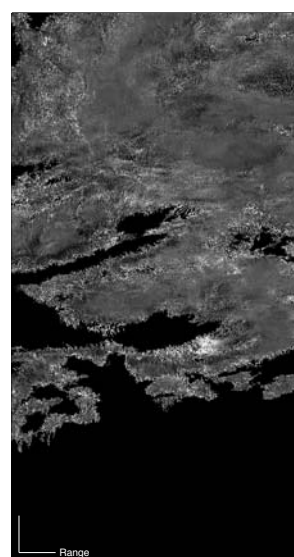
30-11-2006/02-08-2007



RMS

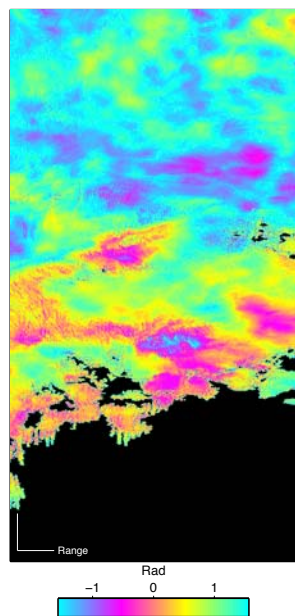


30-11-2006/15-11-2007

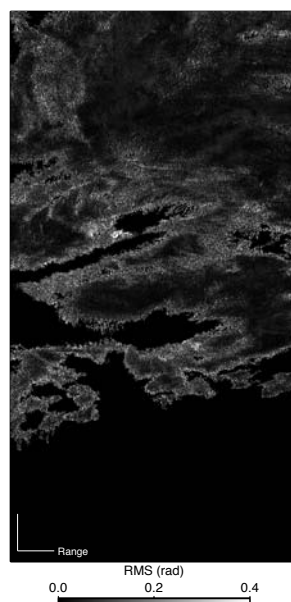


RMS

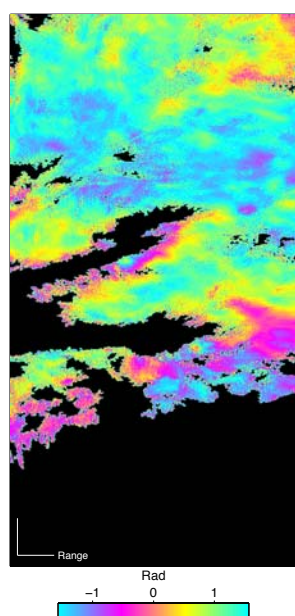
Suite de la figure A.6



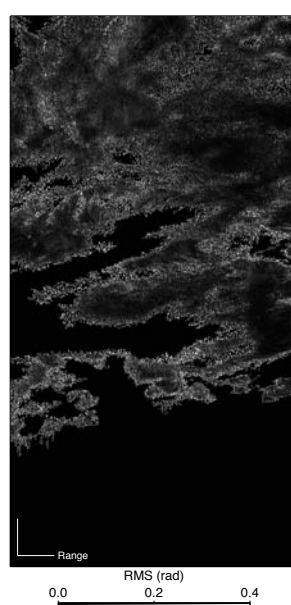
30-11-2006/24-01-2008



RMS

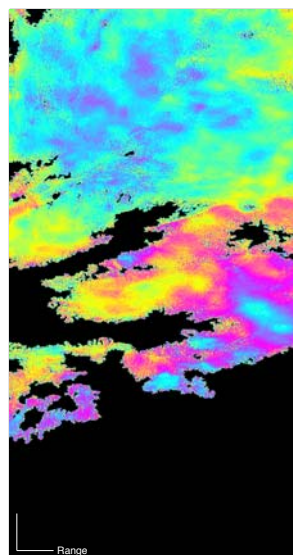


30-11-2006/28-02-2008

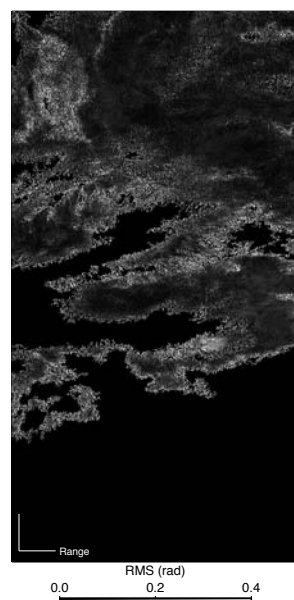


RMS

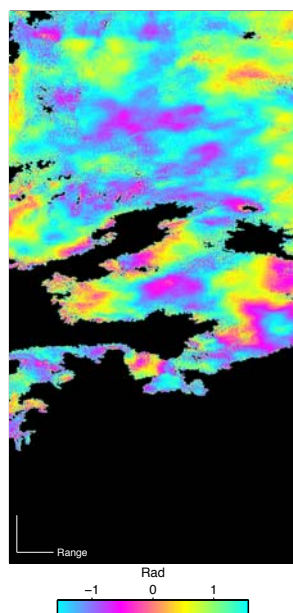
Suite de la figure A.6



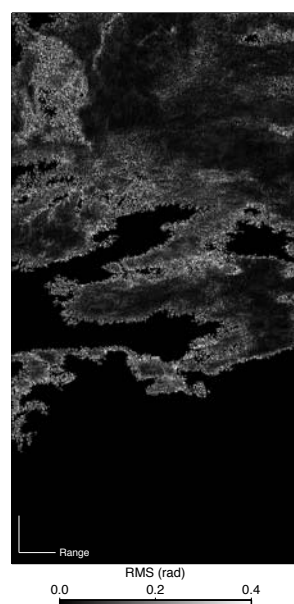
30-11-2006/08-01-2009



RMS

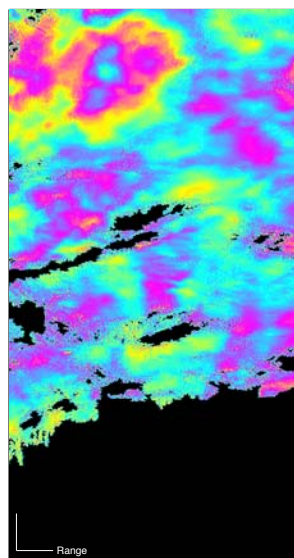


30-11-2006/06-08-2009

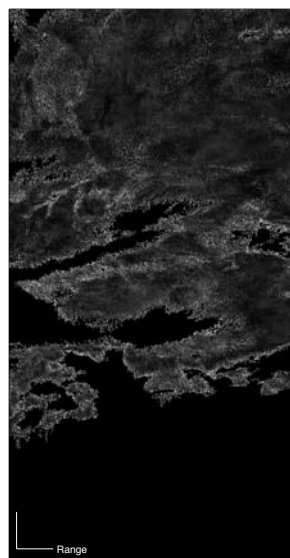


RMS

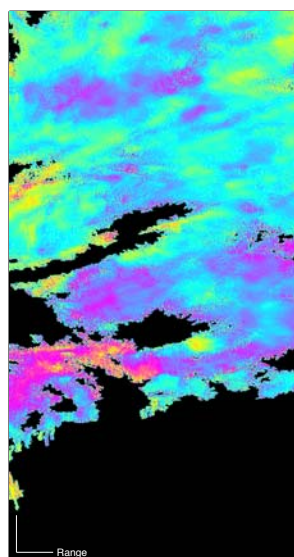
Suite de la figure A.6



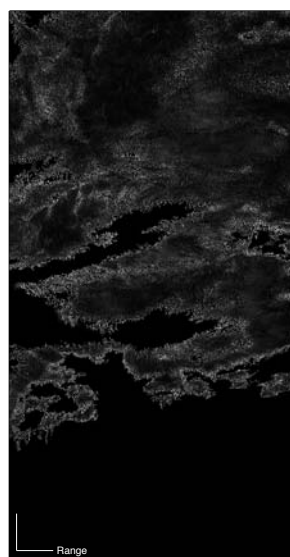
04-01-2007/02-08-2007



RMS

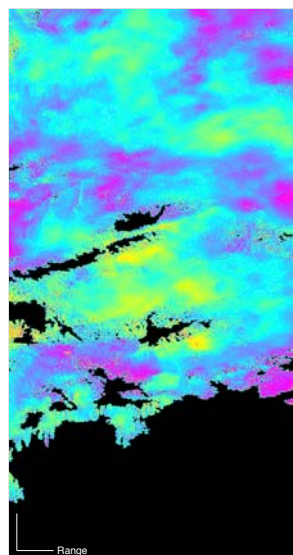


04-01-2007/15-11-2007

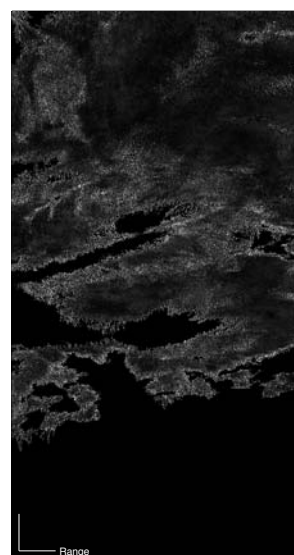


RMS

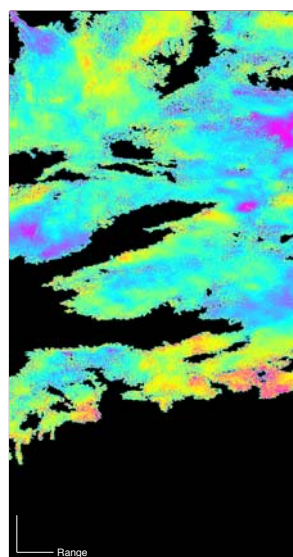
Suite de la figure A.6



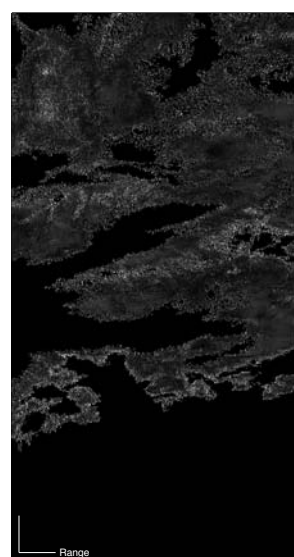
04-01-2007/24-01-2008



RMS

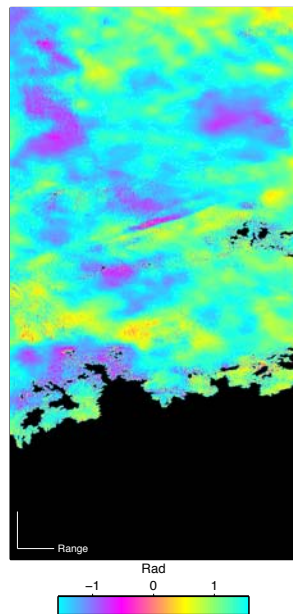


08-02-2007/28-02-2008

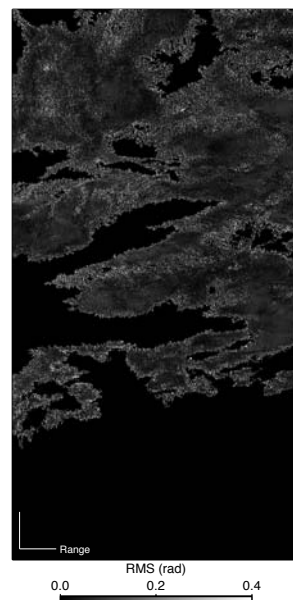


RMS

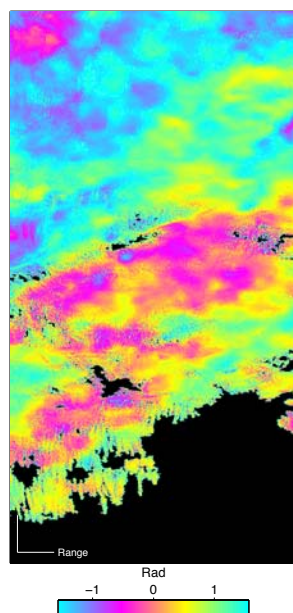
Suite de la figure A.6



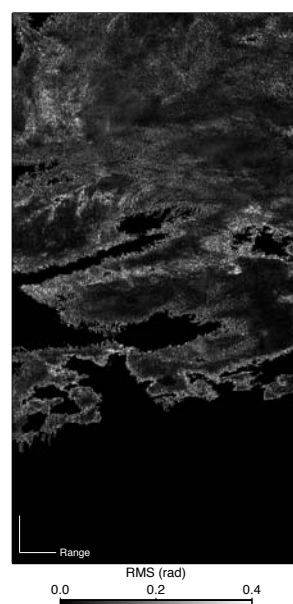
08-02-2007/12-02-2009



RMS

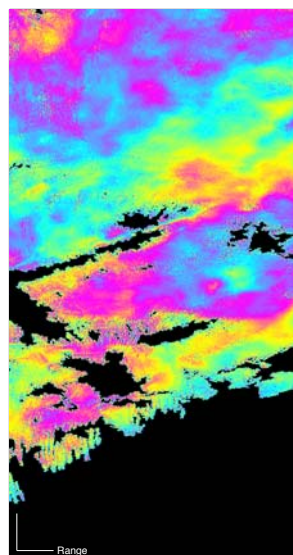


24-05-2007/28-02-2008

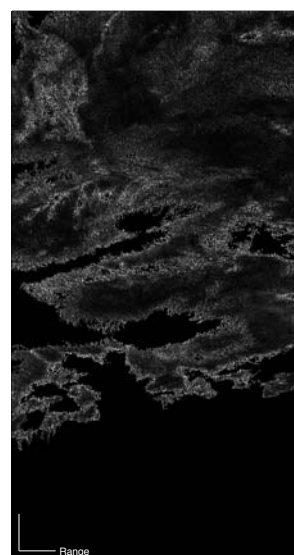


RMS

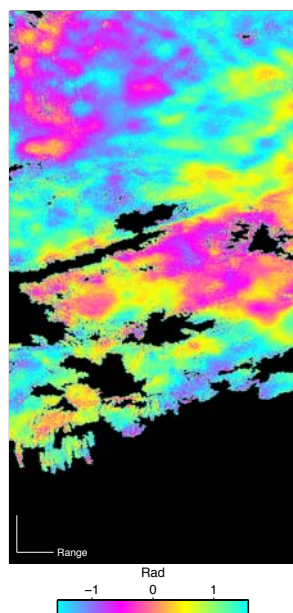
Suite de la figure A.6



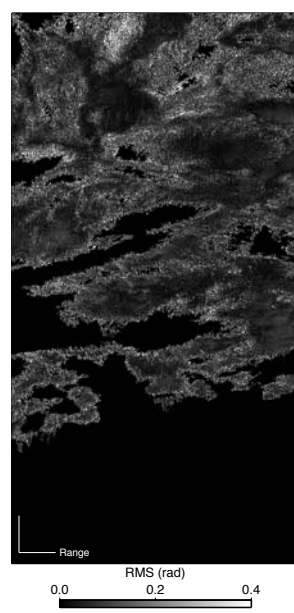
24-05-2007/08-01-2009



RMS

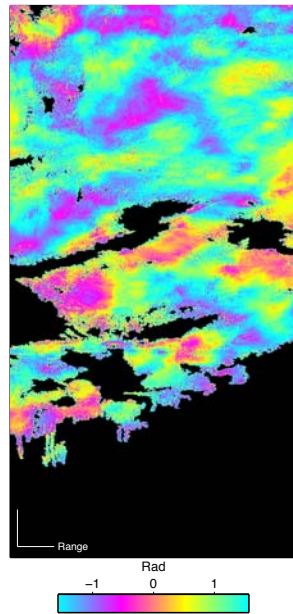


24-05-2007/12-02-2009

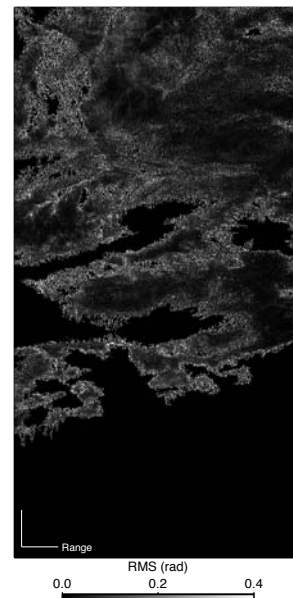


RMS

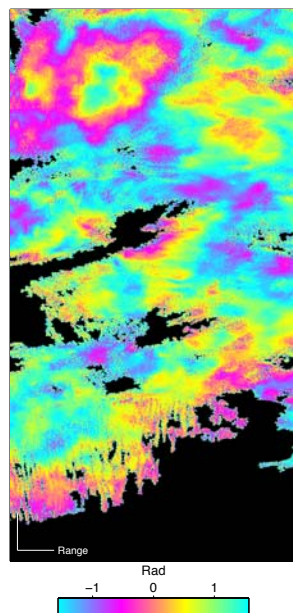
Suite de la figure A.6



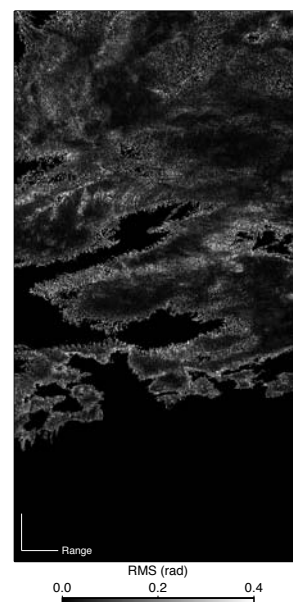
24-05-2007/06-08-2009



RMS

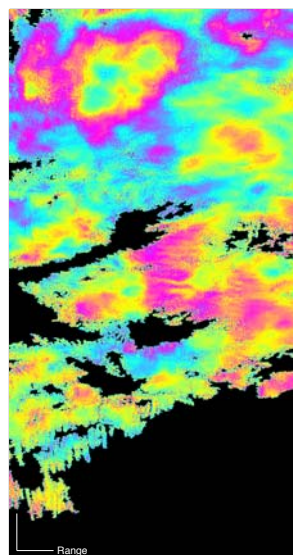


02-08-2007/28-02-2008

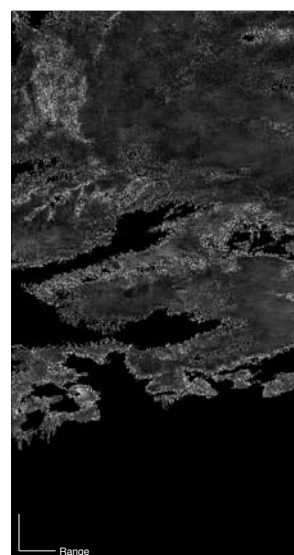


RMS

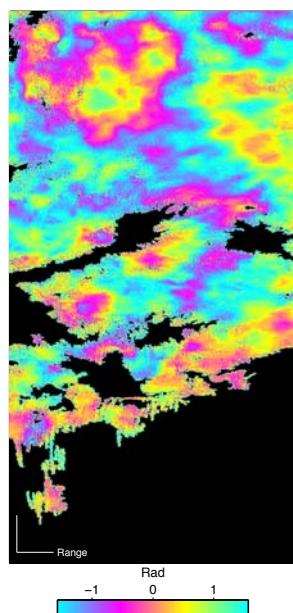
Suite de la figure A.6



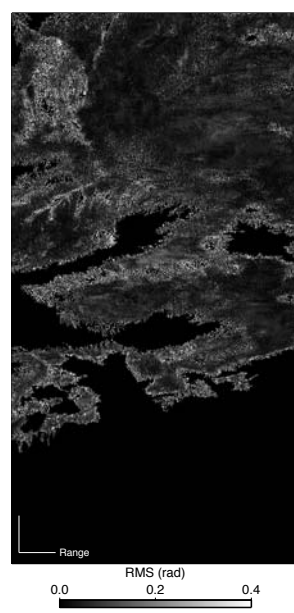
02-08-2007/08-01-2009



RMS

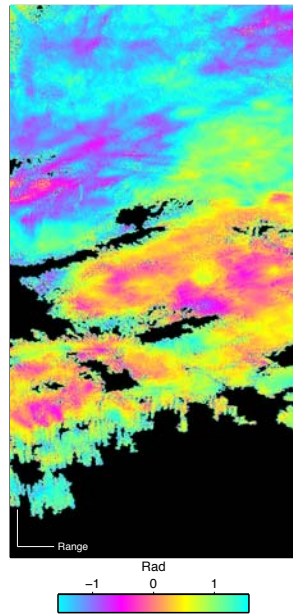


02-08-2007/06-08-2009

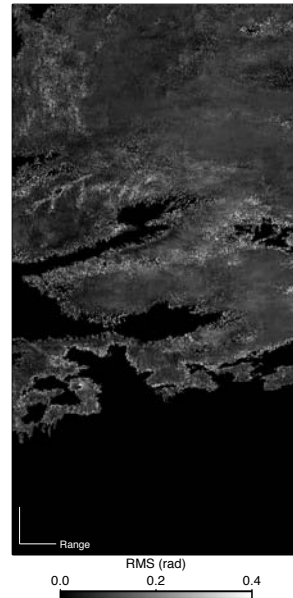


RMS

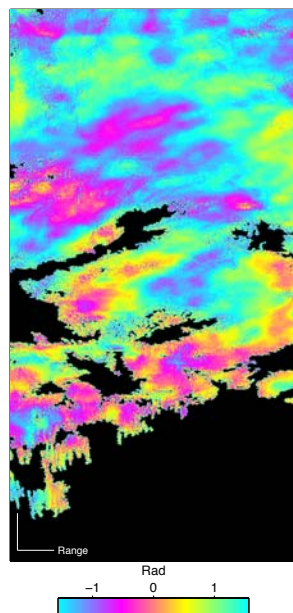
Suite de la figure A.6



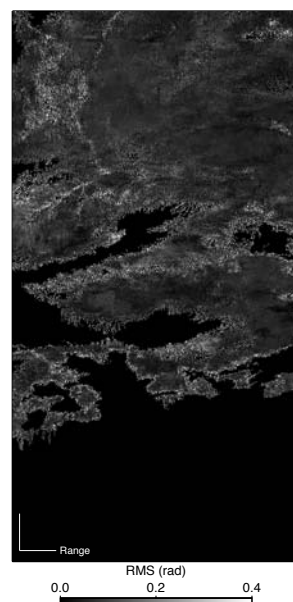
15-11-2007/08-01-2009



RMS

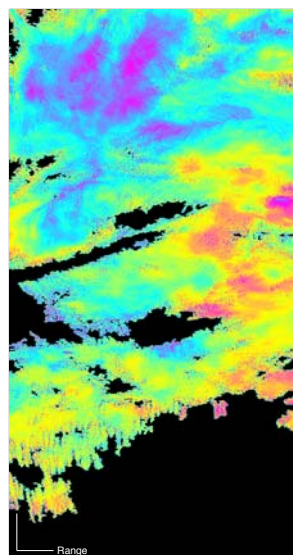


15-11-2007/06-08-2009

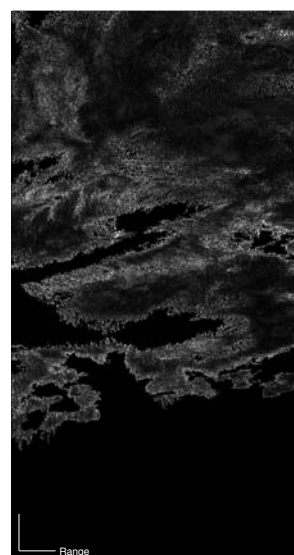


RMS

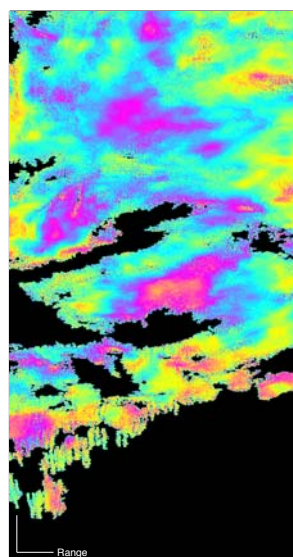
Suite de la figure A.6



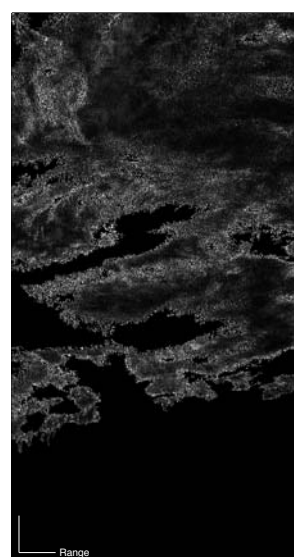
24-01-2008/08-01-2009



RMS

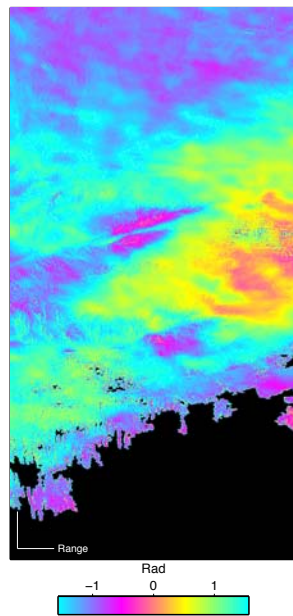


24-01-2008/06-08-2009

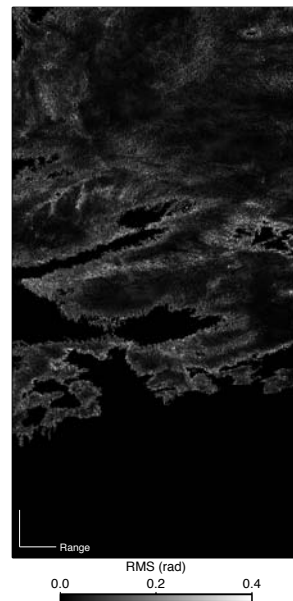


RMS

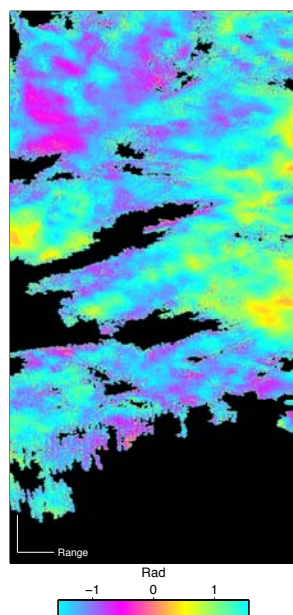
Suite de la figure A.6



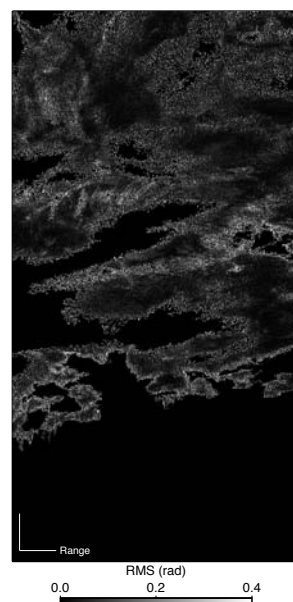
28-02-2008/08-01-2009



RMS

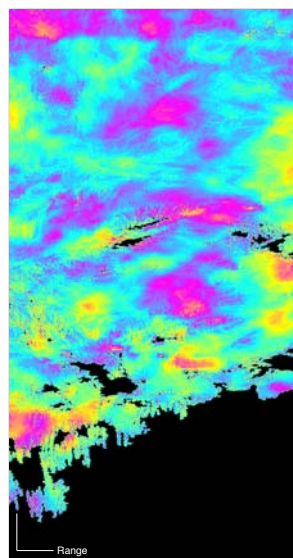


28-02-2008/12-02-2009

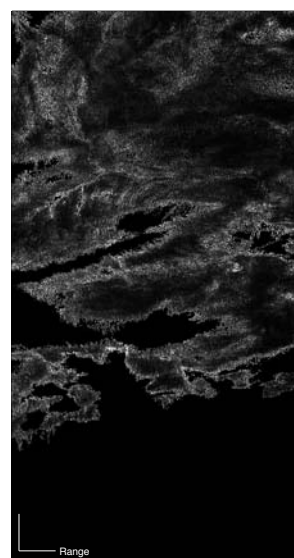


RMS

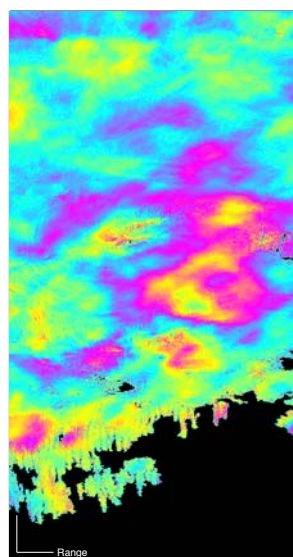
Suite de la figure A.6



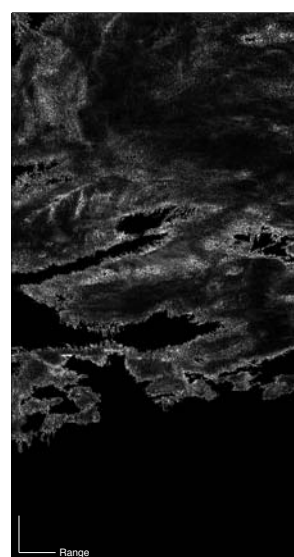
28-02-2008/06-08-2009



RMS



08-01-2009/06-08-2009



RMS

Suite de la figure A.6

Annexes au chapitre 5

B.1 Supplementary Materials

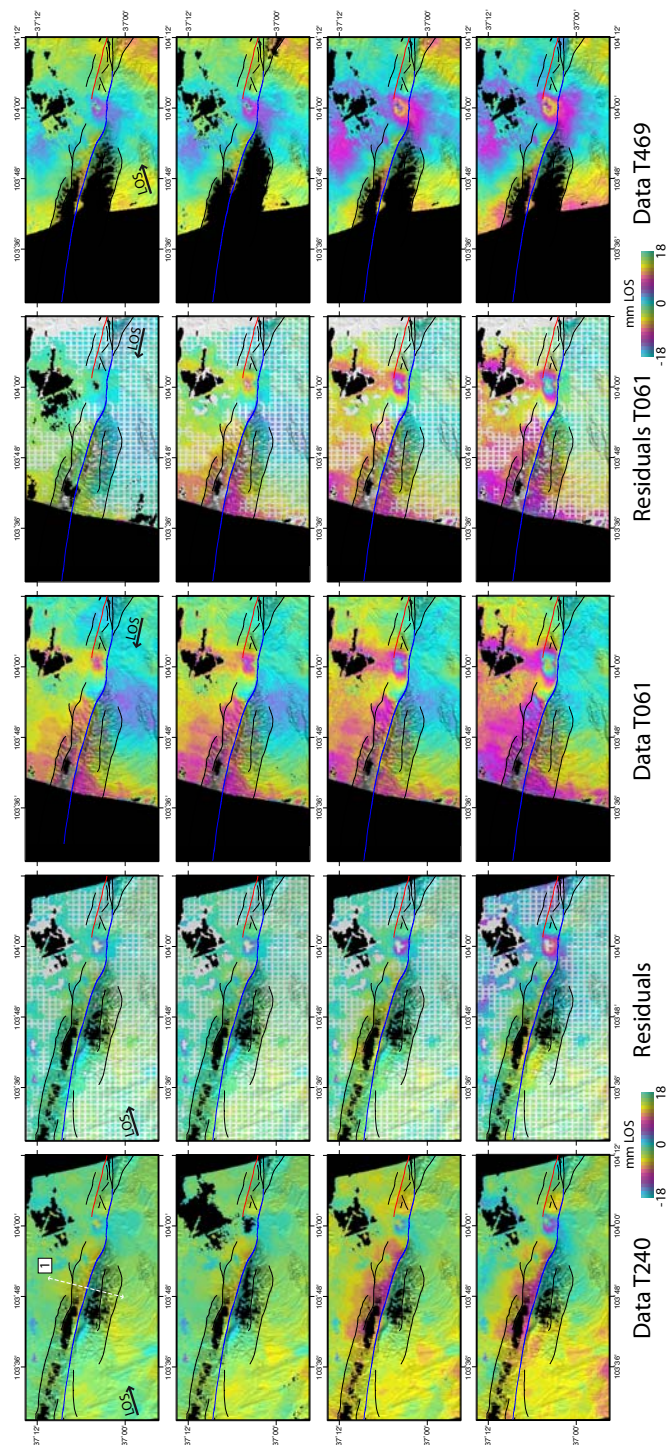


Figure B.1: **Time series and residuals** - Snapshots at dates 09/21/2006, 01/04/2007, 01/24/2008 and 08/06/2009 (top to bottom) showing surface displacements derived from the times series analysis of InSAR (1st col.: track 240; 3rd col.: track 061; 5th col.: track 469) and residuals from modeling with PCAIM (2nd col.: track 240; 3rd col.: track 061). Black arrows show ascending and descending Line-Of-Sight directions.

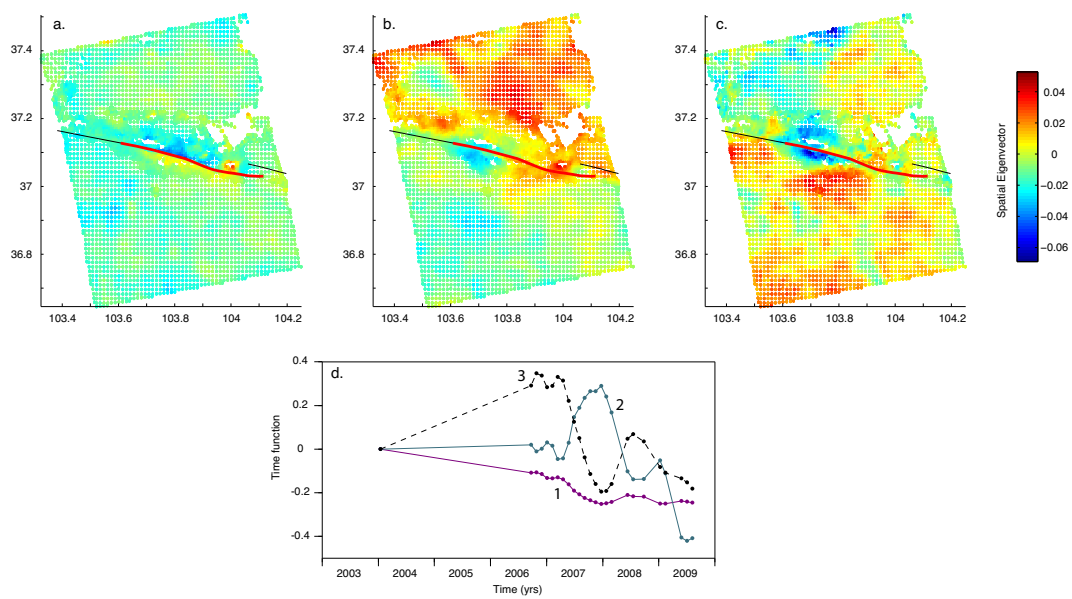


Figure B.2: **Principal Components** - **a.**, **b.** and **c.** First, second and third spatial eigenvectors of the decomposition of track 240. Fault lines as in Fig. 5.7 **d.** Respective temporal eigenvectors of the first (purple), second (black) and third (black dashed) component.

B.2 Série temporelle lissée et non lissée pour la track

240

Dans cette section, nous présentons les résultats de l'analyse en séries temporelles utilisant la méthode des moindres carrés généralisée présentée au chapitre 5. Les reconstitutions des cartes de phase lissée et non lissée pour chaque acquisition sont présentées ici. Les résultats sont représentés en géométrie radar pour ces acquisitions en orbites descendantes (i.e. du nord au sud) : l'axe vertical est l'azimuth, l'axe horizontal, le range. Par conséquent, le Nord est, approximativement, en bas de chaque image et l'Est est à droite.

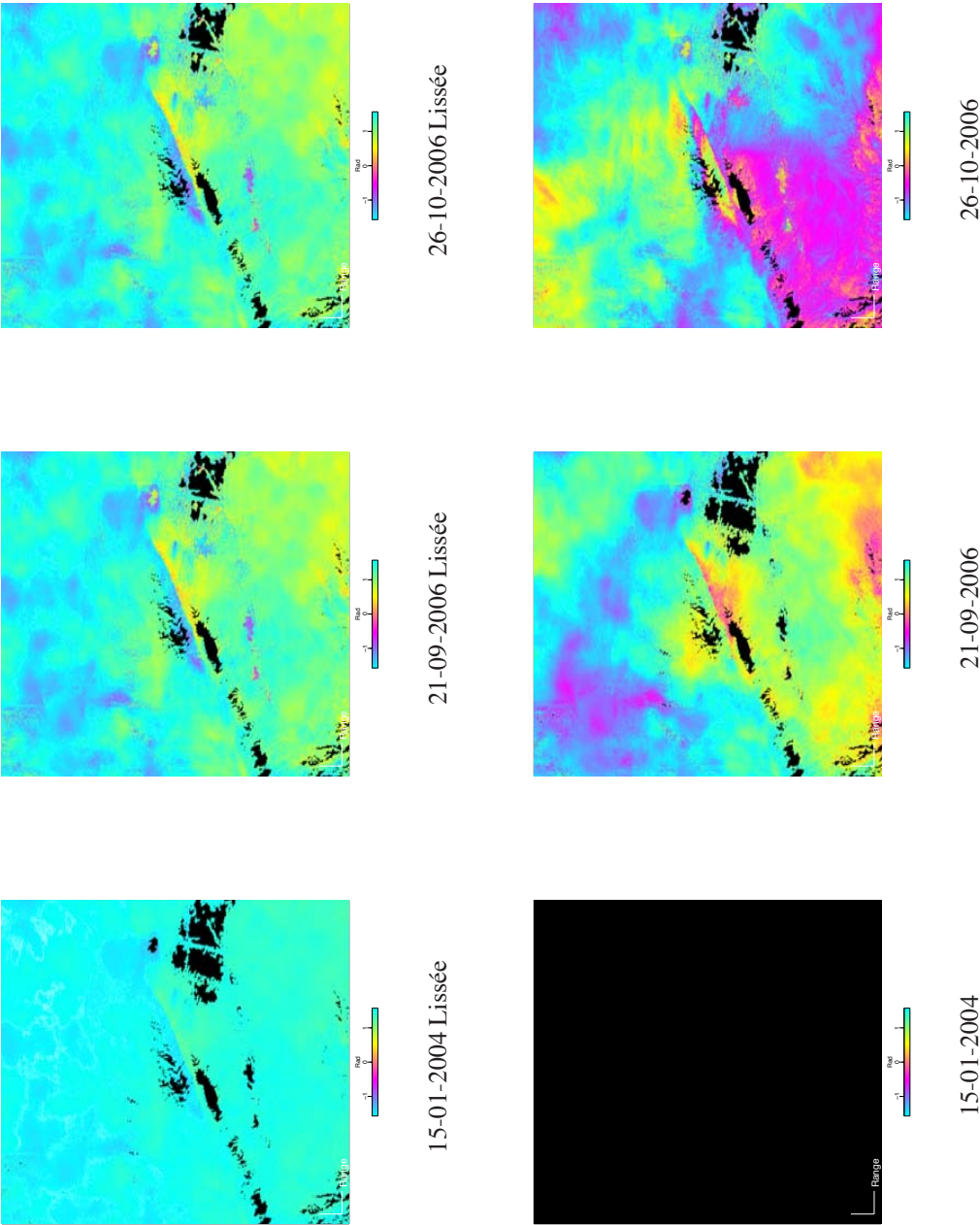
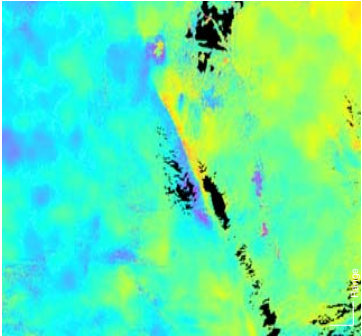
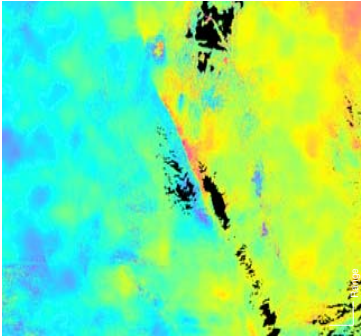


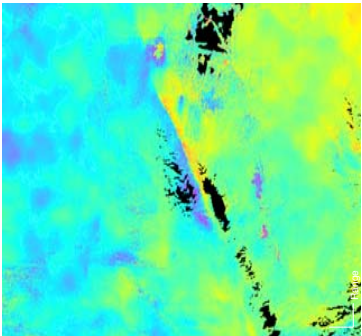
FIGURE B.3 – **Série temporelle et effets du lissage gaussien** - Résultats de l'analyse en séries temporelle lissée, présentée au chapitre 5. En haut, on peut voir les reconstitution des valeurs de phase lissées, en bas, non lissées.



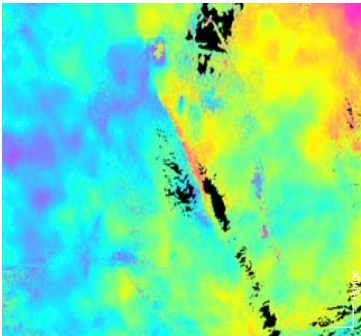
08-02-2007 Lissée



08-02-2007

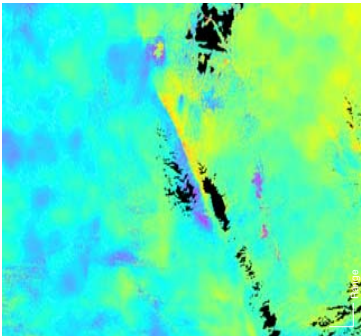


04-01-2007 Lissée

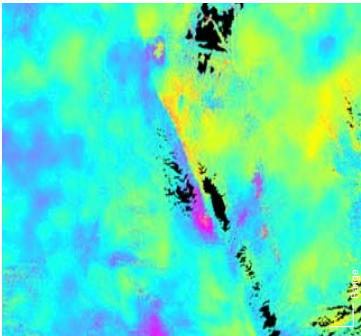


04-01-2007

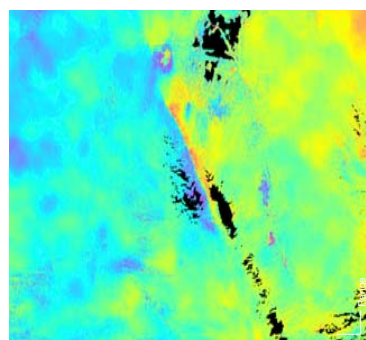
Suite de la figure B.3.



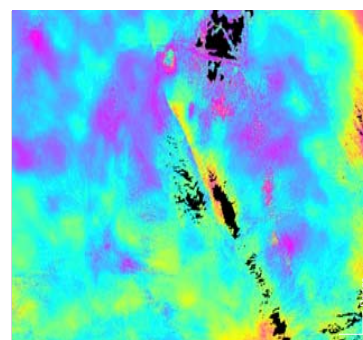
30-11-2006 Lissée



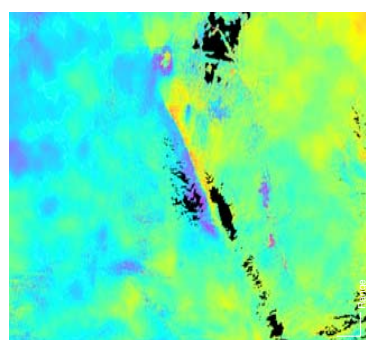
30-11-2006



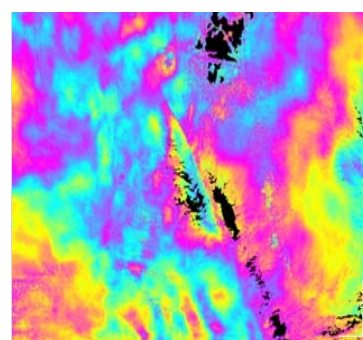
24-05-2007 Lissée



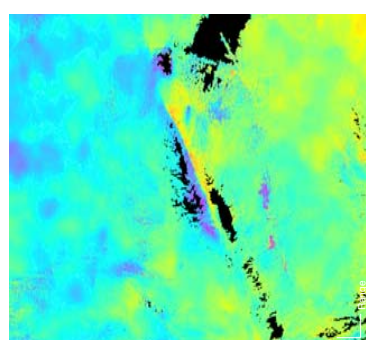
24-05-2007



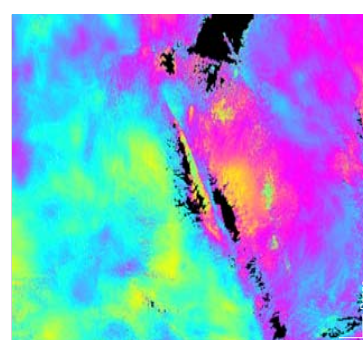
19-04-2007 Lissée



19-04-2007

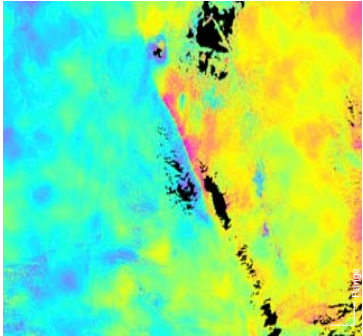


15-03-2007 Lissée

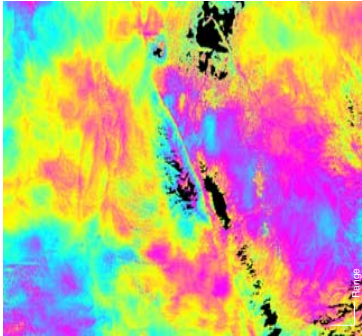


15-03-2007

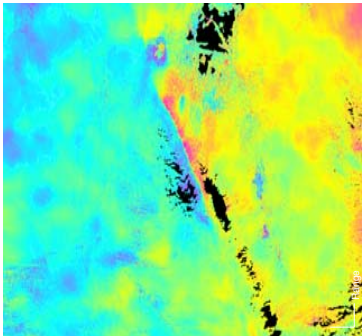
Suite de la figure B.3.



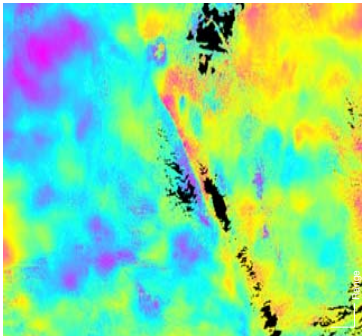
06-09-2007 Lissée



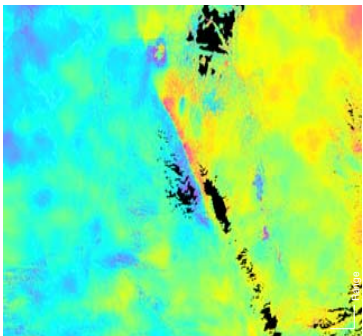
06-09-2007



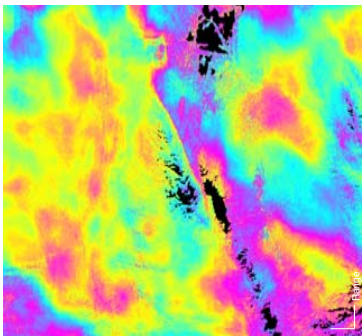
02-08-2007 Lissée



02-08-2007

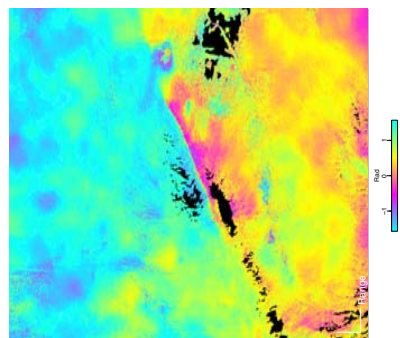


28-06-2007 Lissée

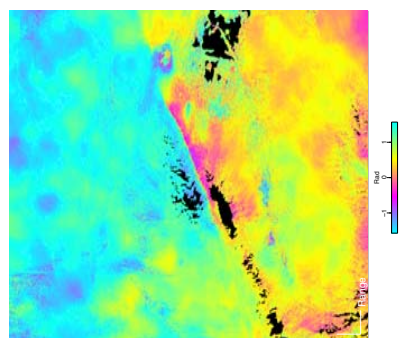


28-06-2007

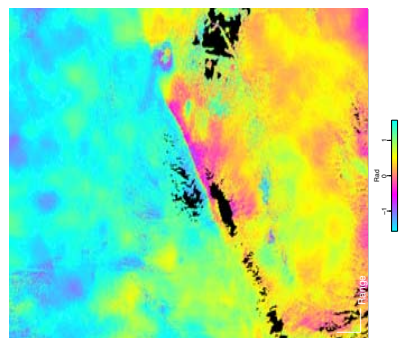
Suite de la figure B.3.



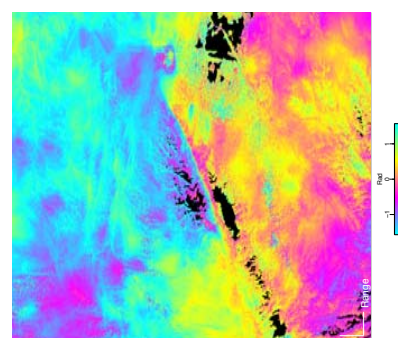
11-10-2007 Lissée



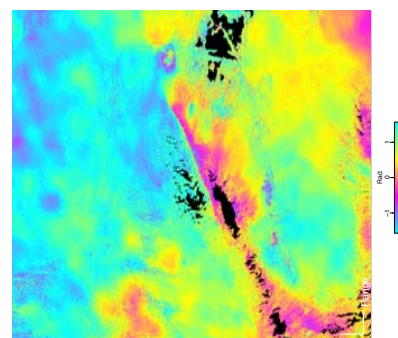
15-11-2007 Lissée



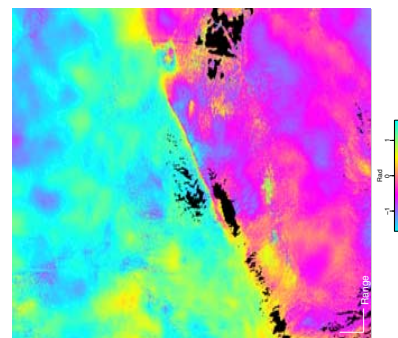
20-12-2007 Lissée



11-10-2007

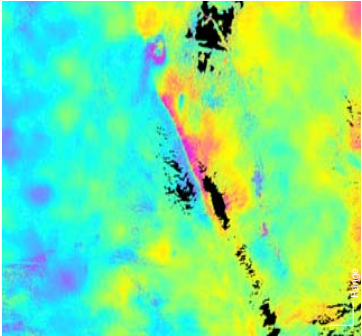


15-11-2007

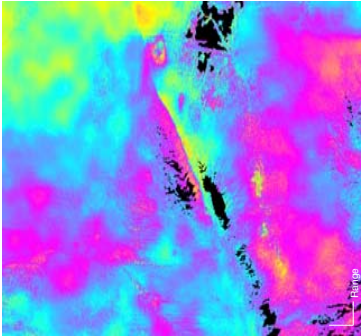


20-12-2007

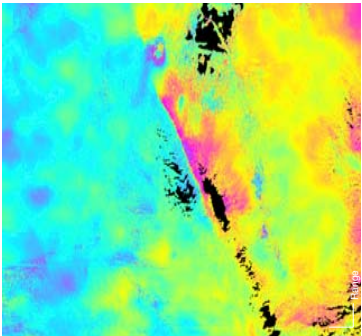
Suite de la figure B.3.



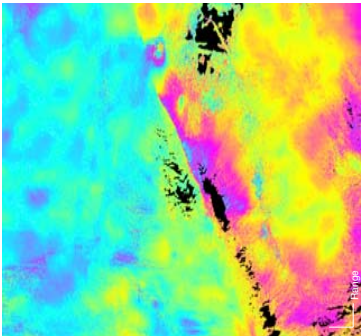
12-06-2008 Lissée



12-06-2008

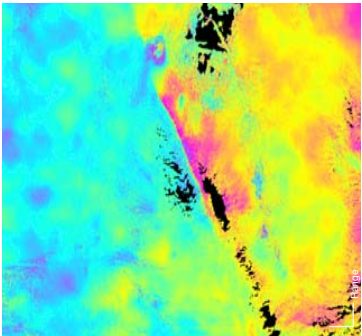


28-02-2008 Lissée

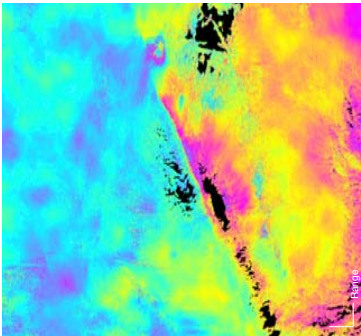


28-02-2008

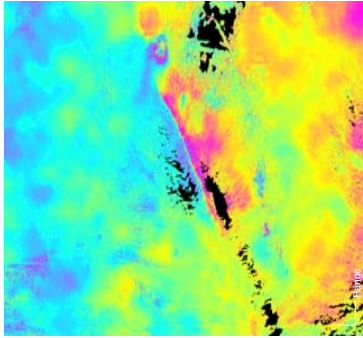
Suite de la figure B.3.



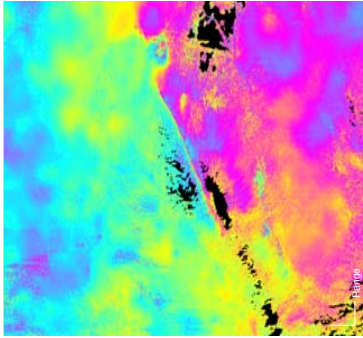
24-01-2008 Lissée



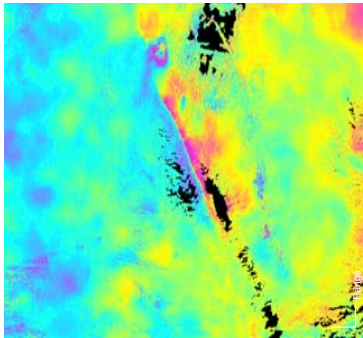
24-01-2008



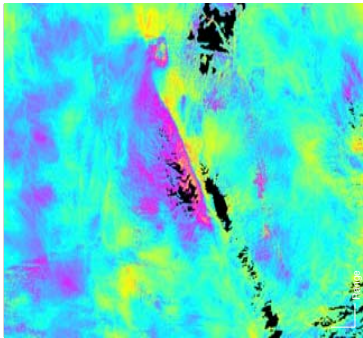
08-01-2009 Lissée



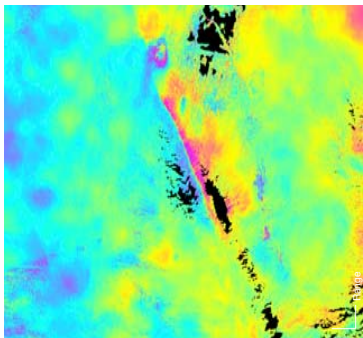
08-01-2009



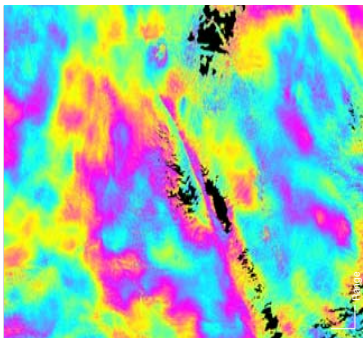
25-09-2008 Lissée



25-09-2008

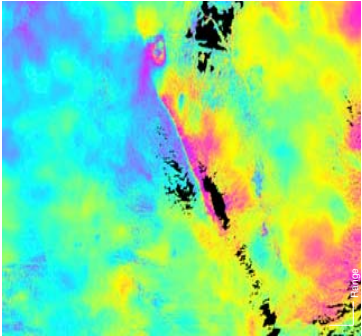


17-07-2008 Lissée

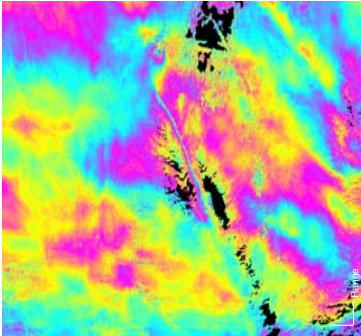


17-07-2008

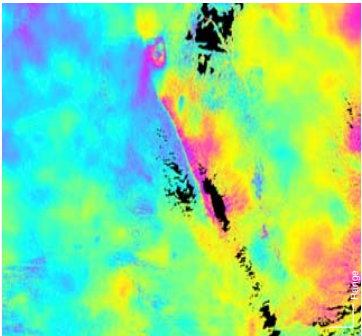
Suite de la figure B.3.



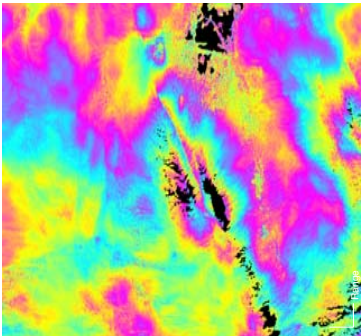
02-07-2009 Lissée



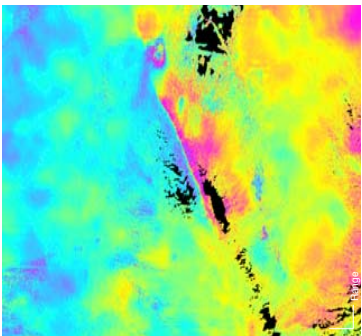
02-07-2009



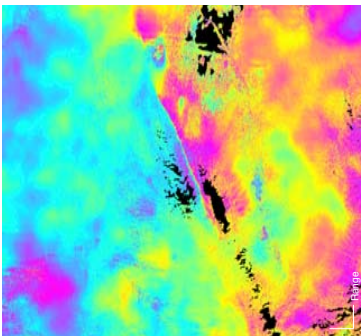
28-05-2009 Lissée



28-05-2009

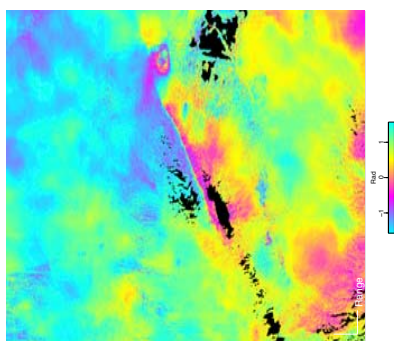


12-02-2009 Lissée

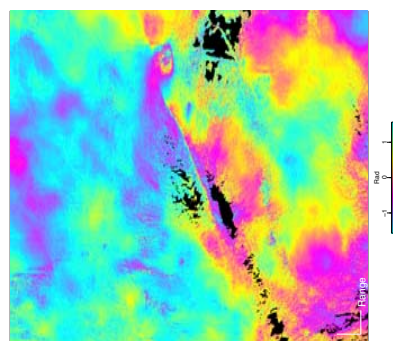


12-02-2009

Suite de la figure B.3.



06-08-2009 Lissée



06-08-2009

Suite de la figure B.3.

Annexes au chapitre 6

C.1 Méthodes

C.1.1 InSAR Data processing

We use ROI_PAC (*Rosen et al., 2004*), jointly with NSBAS (*Lodge et al., 2011*) to combine 25, 21 and 36 Synthetic Aperture Radar (SAR) images into 74, 48 and 131 interferograms on Envisat ascending tracks 240 and 469 and descending track 061, respectively. SAR data spans the 2003-2009 period, with monthly acquisitions between late 2006 and 2009. From the raw SAR data, Single Look Complex are focalised using the range-Doppler method at a common Doppler, chosen so that the Doppler bandwidths overlap with each other at 90%. Radar simulation is built from the Shuttle Radar Topography Mission Digital Elevation Model. SLCs are coregistrated with inputs from the DEM to a master chosen on the basis of the total correlation. Full resolution interferograms are computed using a range filtering technique that adapts to local slope, in order to improve coherence in areas of rough topography. Interferograms are then looked by a factor 4 in range and 20 in azimuth, filtered and unwrapped. Tropospheric phase delay is corrected, independently on each interferogram, by estimating a linear relationship between phase and elevation, jointly with a second order polynomial orbital ramp and a simple deformation model based on a 2-km depth semi-infinite dislocation embedded in an elastic half-space (*Cavalié et al., 2008*). Tropospheric and orbital corrections are adjusted to ensure consistency between acquisitions.

Independently for each track, we proceed to a time series analysis on acquisitions connected by at least two interferograms using a generalized least square approach (*Tarantola, 2005*) and a temporal smoothing to remove uncorrelated atmospheric turbulent effects. For each pixel, we solve simultaneously for the phase value φ_i at each acquisition date i , a DEM error term α related to the perpendicular baseline B^\perp and a temporally smoothed phase evolution φ_k^s , by inverting the following linear system:

$$(i, j) \in [1, N]^2 \quad \Phi_{i,j} = \varphi_j - \varphi_i \quad \text{and} \quad \varphi_1 = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$\forall k \in [1, N] \quad 0 = \varphi_k - \varphi_k^s - \alpha \Delta B_k^\perp, \quad (\text{C.2})$$

where, N is the number of acquisition and $\Phi_{i,j}$ the phase value of the pixel of the interferogram combining acquisition i and j . The first equation allows one to build

the phase evolution through time. The second equation allows to smooth simultaneously this phase equation, using the model covariance matrix properties. Model variance of phase value is set as high as allowed by the machine performance, so as the baseline term's. Covariances $C_m(i, j)$ between smoothed phase values φ_i^s and φ_j^s of acquisitions i and j are:

$$C_m(\mathbf{i}, \mathbf{j}) = \left(\frac{\sigma_m \lambda}{\lambda_0} \right)^2 e^{\frac{-\Delta t_{i,j}}{2\lambda}}, \quad (\text{C.3})$$

where, σ_m is the *a priori* standard deviation (here set to 10 rad), $\Delta t_{i,j}$ is the temporal baseline between acquisition i and j , λ is the characteristic time correlation parameter (set to 10 years) and λ_0 is a normalizing factor factor (mean temporal baseline between two consecutive acquisitions).

C.1.2 Roughness Analysis

The 2-D out of plane fault roughness and the 2-D slip roughness included in the fault plane have been estimated with the same Fourier power spectrum method. A self-affine 2-D profile remains unchanged under the scaling transformation $\delta x \rightarrow \lambda \delta x, \delta z \rightarrow \lambda^H \delta z$ (Meakin, 1998). Here, δx is the coordinate along the 2-D profile and δz is the slip or roughness amplitude in the framework of our study. As a consequence the large-scale slope along a profile scales as $s = \delta z / \delta x \propto \delta x^H$ (Schmittbuhl et al., 1995). The Hurst exponent H can be estimated from the Fourier power spectrum, which has a power-law form for a 2-D self-affine profile (Meakin, 1998). The steps in the procedure to compute the Fourier power spectrum of each profile and of the fault trace are as follows: (1) We remove any trend or undulation with wavelengths longer than the profile length by referencing all heights along the profile to a line forced to go through the first and last points. (2) We calculate the Fourier power spectrum $P(k)$ (i.e. the square of the modulus of the Fourier transform) as a function of wavenumber k . (3) We normalize the Fourier power spectrum by dividing the power at each wavenumber by the length of the profile. We estimate the Hurst exponent H , defined as $P(k) = ck^{-1-2H}$ (where c is a pre-factor), with a linear least squares regression on the linear trend shown by the spectra in a log-log scale.

C.1.3 Distribution Law

For a parameter x , its Generalized Gumbel distribution is written as follow:

$$P_a(x) = \frac{a^a b}{\Gamma(a)} \exp(-a \{b(x + s) + \exp(-b(x + s))\}), \quad (\text{C.4})$$

where,

$$b = \frac{1}{\sigma_x} \sqrt{\frac{d^2 \ln \Gamma(a)}{da^2}} \quad \text{and} \quad s = \langle x \rangle + \frac{1}{b} \left\{ \ln a - \frac{d \ln a}{da} \right\}, \quad (\text{C.5})$$

and $\Gamma(a)$ is the Gamma function. We note that parameter s corresponds to the center of the distribution. The value of the shape parameter a is given by the third moment of the distribution (i.e. skewness),

$$\gamma \equiv \langle x^3 \rangle \sim \frac{1}{\sqrt{a}}. \quad (\text{C.6})$$

In this paper, we insist on the fact that we do not fit the velocity distribution with a Generalized Gumbel distribution law, we simply compare these two distributions, using the definitions given by *Bertin (2005)*.

C.2 Supplementary figures

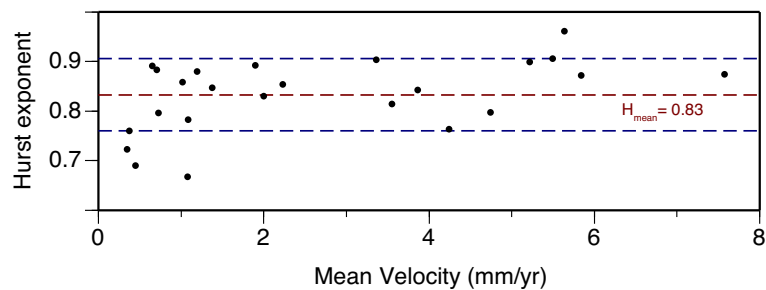


Figure C.1: **Hurst exponents** - Hurst exponent versus mean creep rate for each epoch of acquisition, on track 240.

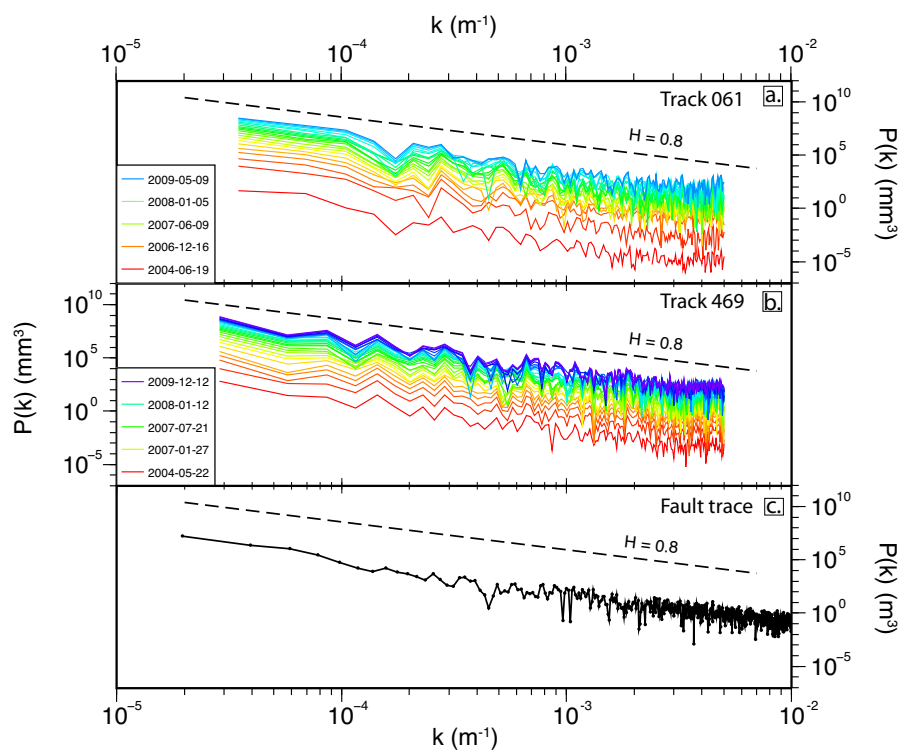


Figure C.2: Same as figure 6.2 for track 061 and 469.

Sigles et acronymes

ALOS	<i>Advanced Land Observing Satellite</i>
ANR	<i>Agence Nationale pour la Recherche</i>
APS	<i>Atmospheric Phase Screen</i>
ASAR	<i>Advanced Synthetic Aperture Radar</i>
CDZ	<i>Central Deforming Zone</i>
CEA	<i>Chinese Earthquake Administration</i>
DEM	<i>Digital Elevation Model</i>
DORIS	<i>Doppler Orbitography and Radio-positioning Integrated by Satellite</i>
DS	<i>Distributed Scatterer</i>
ECMWF	<i>European Center for Medium-Range Weather Forecast</i>
EFIDIR	<i>Extraction et Fusion d'Information pour la mesure des Déplacements en Interférométrie Radar</i>
ENS	<i>Ecole Normale Supérieure</i>
ERA	<i>ECMWF Re-Analysis</i>
ERS	<i>European Remote-Sensing Satellite</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
GPS	<i>Global Positioning System</i>
InSAR	<i>SAR Interferometry</i>
IPGP	<i>Institut de Physique du Globe de Paris</i>
ISTerre	<i>Institut des Sciences de la Terre</i>
JAXA	<i>Japan Aerospace Exploration Agency</i>
JPL	<i>Jet Propulsion Laboratory</i>
LOS	<i>Line-Of-Sight</i>
MERIS	<i>MEdium Resolution Imaging Spectrometer</i>
MInTS	<i>Multiscale InSAR Time Series</i>
MNT	<i>Modèle Numérique de Terrain</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NRSCC	<i>National Remote Sensing Center of China</i>
NSBAS	<i>New Small BASeline</i>
OSCAR	<i>Online Service for Correcting Atmosphere in Radar</i>
PRF	<i>Pulse Repetition Frequency</i>
PRISME	<i>Processeur pour Radars Imageurs Spatiaux, Multi-Etage</i>
PS	<i>Persistent Scatterer</i>
RADAR	<i>Radio Detection And Ranging</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
ROI_PAC	<i>Repeat Orbit Interferometry PACkage</i>
SAFOD	<i>San Andreas Fault Observatory at Depth</i>

SAR	<i>Synthetic Aperture Radar</i>
SBAS	<i>Small BASeline</i>
SCIGN	<i>Southern California Integrated GPS Network</i>
SDZ	<i>Southern Deforming Zone</i>
SIL	<i>Seismological Institute of Lanzhou</i>
SIR-C	<i>Spaceborne Imaging Radar - C</i>
SLC	<i>Single Look Complex</i>
SNAPHU	<i>Statistical-cost, Network-flow Algorithm for Phase Unwrapping</i>
SRTM	<i>Shuttle Radar Topography Mission</i>
StaMPS	<i>Stanford Method for PS</i>
SVD	<i>Singular Value Decomposition</i>
UCLA	<i>University of California, Los Angeles</i>
UJF	<i>Université Joseph Fourier</i>
USGS	<i>United State Geological Survey</i>

Bibliographie

- Adda-Bedia, M., and R. Madariaga (2008), Seismic radiation from a kink on an antiplane fault, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(5), 2291–2302, doi :10.1785/0120080003.
- Ambraseys, N., N. (1970), Some characteristic features of anatolian fault zone, *Tectonophysics*, 9(2-3).
- Anderson, E., Z. Bai, C. Bischof, S. Blackford, J. Demmel, J. Dongarra, J. Du Croz, A. Greenbaum, S. Hammarling, A. McKenney, and D. Sorensen (1999), *LAPACK Users' Guide*, third ed., Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA.
- Bean, B. R., and E. J. Dutton (1968), *Radio Meteorology*, New York, Dover.
- Beauducel, F., P. Briole, and J. Froger (2000), Volcano-wide fringes in ERS synthetic aperture radar interferograms of Etna (1992-1998) : Deformation or tropospheric effect ?, *Journal of Geophysical Research*, 105(B7), 16,391–16,402, doi :10.1029/2000JB900095.
- Beeler, N. M., T. E. Tullis, and J. D. Weeks (1994), The role of time and displacement in the evolution effect in rock friction, *Geophysical Research Letters*, 21(18), 1987–1990, doi :10.1029/94GL01599.
- Berardino, P., G. Fornaro, R. Lanari, and E. Santosti (2002), A new algorithm for surface deformation monitoring based on small baseline differential sar interferograms, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(11), doi :10.1109/TGRS.2002.803792.
- Berrada Baby, H., P. Golé, and J. Lauvergnat (1988), A model for the tropospheric excess path length of radio waves from surface meteorological measurements, *Radio Science*, 23(6), doi :10.1029/RS023i006p01023.
- Bertin, E. (2005), Global Fluctuations and Gumbel Statistics, *Physical Review Letters*, 95(17), 170,601, doi :10.1103/PhysRevLett.95.170601.
- Bettinelli, P., J.-P. Avouac, M. Flouzat, F. Jouanne, L. Bollinger, P. Willis, and G. R. Chitrakar (2006), Plate Motion of India and Interseismic Strain in the Nepal Himalaya from GPS and DORIS Measurements, *Journal of Geodesy*, 80, 567–589, doi : 10.1007/s00190-006-0030-3.
- Biggs, J., T. Wright, Z. Lu, and B. Parsons (2007), Multi-interferogram method for measuring interseismic deformation : Denali fault, alaska, *Geophysical Journal International*, 170(3), 1165–1179, doi :10.1111/j.1365-246X.2007.03415.x.

- Bilham, R., K. Larson, and J. Freymueller (1997), GPS measurements of present-day convergence across the Nepal Himalaya, *Nature*, 386, 61–64, doi :10.1038/386061a0.
- Blanpied, M. L., D. A. Lockner, and J. D. Byerlee (1991), Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions, *Geophysical Research Letters*, 18(4), 609–612, doi :10.1029/91GL00469.
- Blanpied, M. L., D. A. Lockner, and J. D. Byerlee (1995), Frictional slip of granite at hydrothermal conditions, *Journal of Geophysical Research*, 100(B7), doi :10.1029/95JB00862.
- Bouchon, M., H. Karabulut, M. Aktar, S. Ozalaybey, J. Schmittbuhl, and M.-P. Bouin (2011), Extended Nucleation of the 1999 Mw 7.6 Izmit Earthquake, *Science*, 331(6019), 877–880, doi :10.1126/science.1197341.
- Brace, W. F., and J. D. Byerlee (1966), Stick-slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, 153(3739), 990–992, doi :10.1126/science.153.3739.990.
- Brenguier, F., M. Campillo, C. Hadziioannou, N. M. Shapiro, R. M. Nadeau, and E. Larose (2008), Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations, *Science*, 321(5895), 1478–1481, doi :10.1126/science.1160943.
- Brune, J. N., T. L. Henyey, and R. F. Roy (1969), Heat flow, stress, and rate of slip along the San Andreas fault, California, *Journal of Geophysical Research*, 74(15), 3821–3827, doi :10.1029/JB074i015p03821.
- Bürgmann, R., D. A. Schmidt, R. M. Nadeau, M. A. d'Alessio, E. J. Fielding, D. Manaker, T. V. McEvilly, and M. H. Murray (2000), Earthquake potential along the northern Hayward fault, California, *Science*, 289(5482), 1178–1182, doi :10.1126/science.289.5482.1178.
- Bürgmann, R., E. Fielding, and J. Sukhatme (1998), Slip along the Hayward fault, California, estimated from space-based synthetic aperture radar interferometry, *Geology*, 26(6), 559–562, doi :10.1130/0091-7613(1998)026<0559:SATHFC>2.3.CO;2.
- Candela, T., F. Renard, M. Bouchon, J. Schmittbuhl, and E. E. Brodsky (2011a), Stress drop during earthquakes : Effect of fault roughness scaling, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 101(5), 2369–2387, doi :10.1785/0120100298.
- Candela, T., F. Renard, J. Schmittbuhl, M. Bouchon, and E. E. Brodsky (2011b), Fault slip distribution and fault roughness, *Geophysical Journal International*, *In Press*.
- Carpenter, B. M., C. Marone, and D. M. Saffer (2011a), Frictional behavior of materials in the 3d SAFOD volume, *Geophysical Research Letters*, 36(L05302), doi :10.1029/2008GL036660.

- Carpenter, B. M., C. Marone, and D. M. Saffer (2011b), Weakness of the San Andreas fault revealed by samples from the active fault zone, *Nature Geoscience*, 4, 251–254, doi :10.1038/ngeo1089.
- Cavalié, O., M. P. Doin, C. Lasserre, and P. Briole (2007), Ground motion measurement in the Lake Mead area, Nevada, by differential synthetic aperture radar interferometry time series analysis : Probing the lithosphere rheological structure, *Journal of Geophysical Research*, 112(B3), doi :10.1029/2006JB004344.
- Cavalié, O., C. Lasserre, M. P. Doin, G. Peltzer, J. Sun, X. Xu, and Z. K. Shen (2008), Measurement of interseismic strain across the Haiyuan fault (Gansu, China), by InSAR, *Earth and Planetary Science Letters*, 275(3-4), 246–257, doi :10.1016/j.epsl.2008.07.057.
- Çakir, Z., J.-B. d. Chabaliér, R. Armijo, B. Meyer, A. Barka, and G. Peltzer (2003), Co-seismic and early post-seismic slip associated with the 1999 Izmit earthquake (Turkey), from sar interferometry and tectonic field observations, *Geophysical Journal International*, 155(1), 93–110, doi :10.1046/j.1365-246X.2003.02001.x.
- Çakir, Z., A. Akoglu, S. Belabbès, S. Ergintav, and M. Meghraoui (2005), Creeping along the ismetpasa section of the North Anatolian fault (Western Turkey) : Rate and extent from InSAR, *Earth and Planetary Science Letters*, 238(1-2), 225–234, doi :10.1016/j.epsl.2005.06.044.
- Chen, C. W., and H. A. Zebker (2000), Network approaches to two-dimensional phase unwrapping : intractability and two new algorithms, *Journal of the Optical Society of America A*, 17, 401–414.
- Chen, Q., and J. T. Freymueller (2002), Geodetic evidence for a near-fault compliant zone along the san andreas fault in the san francisco bay area, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(2), 656–671, doi :10.1785/0120010110.
- Chilès, J.-P., and P. Delfiner (1999), *Geostatistics - Modeling Spatial Uncertainty*, vol. Wiley Series in Probability and Statistics. Applied Probability and Statistics Section, John Wiley & Sons. Inc.
- Chlieh, M., J. P. Avouac, K. Sieh, D. H. Natawidjaja, and J. Galetzka (2008), Heterogeneous coupling of the Sumatran megathrust constrained by geodetic and paleogeodetic measurements, *Journal of Geophysical Research*, 113(B5), doi :10.1029/2007JB004981.
- Colesanti, C., A. Ferretti, C. Prati, and F. Rocca (2003), Monitoring landslides and tectonic motions with the permanent scatterers technique, *Engineering Geology*, 68(1-2), 3–14.
- Crosetto, M., A. Arnaud, J. Duro, E. Biescas, and M. Agudo (), Deformation monitoring using remotely sensed radar interferometric data, in *paper presented at the 11th International FIG symposium on Deformation Measurements*.

- Curlander, J. C., and R. N. Mc Donough (1991), *Synthetic Aperture Radar : Systems and signal processing*, Wiley.
- d'Alessio, M. A., I. A. Johanson, R. Bürgmann, D. A. Schmidt, and M. H. Murray (2005), Slicing up the san francisco bay area : Block kinematics and fault slip rates from gps-derived surface velocities, *Journal of Geophysical Research*, 110(B0640), doi :10.1029/2004JB003496.
- de Michele, M., D. Raucoules, F. Rolandone, P. Briole, J. Salichon, A. Lemoine, and H. Aochi (2011), Spatiotemporal evolution of surface creep in the parkfield region of the san andreas fault (1993-2004) from synthetic aperture radar, *Earth and Planetary Science Letters*, 308(1-2), 141 – 150, doi :10.1016/j.epsl.2011.05.049.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, and F. Vitart (2011), The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656), 553–597, doi :10.1002/qj.828.
- Delacourt, C., P. Briole, and J. Achache (1998), Tropospheric corrections of SAR interferograms with strong topography. Application to Etna, *Geophysical Research Letters*, 25(15), 2849–2852, doi :10.1029/98GL02112.
- Deng, Q., S. Chen, F. Song, S. Zhu, Y. Wang, W. Zhang, D. Jiao, B. Burchfiel, P. Molnar, L. Royden, and P. Zhang (1986), *Variations in the geometry and amount of slip on the Haiyuan (Nanxihaushan) fault zone, China, and the surface rupture of the 1920 Haiyuan earthquake. in Earthquake Source Mechanism, Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 37, pp. 169–182, Das, S., Boatwright, J. & Scholtz, C. Am. geophys. Un., Washington, DC.
- Dieterich, J. H. (1979), Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations, *Journal of Geophysical Research*, 84(B5), 2161–2168, doi :10.1029/JB084iB05p02161.
- Dieterich, J. H. (1994), A constitutive law for rate of earthquake production an its application to earthquake clustering, *Journal of Geophysical Research*, 99, 2601–2618, doi :10.1029/93JB02581.
- Doin, M. P., C. Lasserre, G. Peltzer, O. Cavalie, and C. Doubre (2009), Corrections of stratified tropospheric delays in SAR interferometry : Validation with global atmospheric models, *Journal of Applied Geophysics*, 69, 35–50, doi :10.1016/j.jappgeo.2009.03.010.
- Dobre, C., and G. Peltzer (2007), Fluid-controlled faulting process in the Asal Rift, Djibouti, from 8 yr of radar interferometry observations, *Geology*, 35(1), 69–72, doi : 10.1130/G23022A.1.

- Dragert, H., K. Wang, and T. S. James (2001), A Silent Slip Event on the Deeper Cascadia Subduction Interface, *Science*, 292(5521), 1525–1528, doi :10.1126/science.1060152.
- Du, W.-X., L. R. Sykes, B. E. Shaw, and C. H. Scholz (2003), Triggered aseismic fault slip from nearby earthquakes, static or dynamic effect ?, *Journal of Geophysical Research*, 108(B2), 2131, doi :10.1029/2002JB002008.
- Elliott, J. R., J. Biggs, B. Parsons, and T. J. Wright (2008), InSAR slip rate determination on the altyn tagh fault, northern tibet, in the presence of topographically correlated atmospheric delays, *Geophysical Research Letters*, 35(12), doi :10.1029/2008GL033659.
- Ellsworth, W. L., and G. C. Beroza (1995), Seismic evidence for an earthquake nucleation phase, *Science*, 268(5212), 851–855, doi :10.1126/science.268.5212.851.
- Emardson, T. R., M. Simons, and F. H. Webb (2003), Neutral atmospheric delay in interferometric synthetic aperture radar applications : Statistical description and mitigation, *Journal of Geophysical Research*, 108(B5), doi :10.1029/2002JB001781.
- Farr, G., T., and M. Kobrick (2000), Shuttle radar topography mission produces a wealth of data, *Eos Trans. AGU*, 81(48), 583–585.
- Ferretti, A., C. Prati, and F. Rocca (2000), Nonlinear subsidence rate estimation using permanent scatterers in differential SAR interferometry, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(5, Part 1), 2202–2212, doi :10.1109/36.868878.
- Ferretti, A., C. Prati, and F. Rocca (2001), Permanent scatterers in sar interferometry, *Geosciences and Remote Sensing*, 39(1), 8–20.
- Ferretti, A., F. Novali, R. Bürgmann, G. E. Hilley, and C. Prati (2004), InSAR permanent scatterers analysis reveals ups and downs in the San Francisco Bay Area, *Eos Trans. AGU*, 85(34), 317–324.
- Ferretti, A., G. Savio, R. Barzaghi, A. Borghi, S. Musazzi, F. Novali, C. Prati, and F. Rocca (2007), Submillimeter accuracy of InSAR time series : Experimental validation, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 45(5, Part 1), 1142–1153, doi :10.1109/TGRS.2007.894440.
- Ferretti, A., A. Fumagalli, C. Prati, F. Rocca, and A. Rucci (2011), A new algorithm for processing interferometric data-stacks : SqueeSAR, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *Accepted*.
- Fielding, E. J., P. R. Lundgren, R. Bürgmann, and G. J. Funning (2009), Shallow fault-zone dilatancy recovery after the 2003 Bam earthquake in Iran, *Nature*, 458(7234), 64–68, doi :10.1038/nature07817.

- Fournier, T., M. E. Pritchard, and N. Finnegan (2011), Accounting for atmospheric delays in InSAR data in a search for long-wavelength deformation in South America, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, PP(99), 1–12, doi :10.1109/TGRS.2011.2139217.
- Freed, A. M. (2007), Afterslip (and only afterslip) following the 2004 Parkfield, California, earthquake, *Geophysical Research Letters*, 34(L06312), doi :10.1029/2006GL029155.
- Fukushima, Y., V. Cayol, and P. Durand (2005), Finding realistic dike models from interferometric synthetic aperture radar data : The February 2000 eruption at Piton de la Fournaise, *Journal of Geophysical Research*, 110(B03206), doi :10.1029/2004JB003268.
- Funning, G. J., R. Bürgmann, A. Ferretti, F. Novali, and A. Fumagalli (2007a), Creep on the Rodgers Creek fault, northern San Francisco Bay area from 10 year PS-InSAR dataset, *Geophysical Research Letters*, 34(L19306), doi :10.1029/2007GL030836.
- Funning, G. J., B. Parsons, and T. J. Wright (2007b), Fault slip in the 1997 Manyi, Tibet earthquake from linear elastic modelling of InSAR displacements, *Geophysical Journal International*, 169(988–1008), doi :10.1111/j.1365-246X.2006.03318.x.
- Funning, G. J., B. Parsons, and T. J. Wright (2007), Fault slip in the 1997 Manyi, Tibet earthquake from linear elastic modelling of InSAR displacements, *Geophysical Journal International*, 169(3), 988–1008, doi :10.1111/j.1365-246X.2006.03318.x.
- Galehouse, J. S., and J. J. Lienkaemper (2003), Inferences drawn from two decades of alignment array measurements of creep on faults in the San Francisco Bay region, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 93(6), 2415–2433, doi :10.1785/0120020226.
- Gan, W., Z. Zhang, P. Z.-K. Shen, Z. Niu, M. Wang, Y. Wan, D. Zhou, and J. Cheng (2007), Present-day crustal motion within the Tibetan Plateau inferred from GPS measurements, *Journal of Geophysical Research*, 112(B8), doi :10.1029/2005JB004120.
- Gaudemer, Y., P. Tapponnier, B. Meyer, G. Peltzer, M. Guo, S., T. Chen, Z., G. Dai, H., and I. Cifuentes (1995), Partitioning of Crustal Slip Between Linked, Active Faults in The Eastern Qilian Shan, And Evidence For a Major Seismic Gap, the Tianzhu Gap, on the Western Haiyuan Fault, Gansu (China), *Geophysical Journal International*, 120(3), 599–645.
- Goldstein, M., R., and L. Werner, C. (1998), Radar interferogram filtering for geophysical applications, *Geophysical Research Letters*, 25(21), 4035–4038, doi :10.1029/1998GL900033.
- Goldstein, M., R., A. Zebker, H., and L. Werner, C. (1988), Satellite radar interferometry - two-dimensional phase unwrapping, *Radio Science*, 23(4), 713–720, doi : 10.1029/RS023i004p00713.

- Goldstein, R. (1995), Atmospheric limitations to repeat-track radar interferometry, *Geophysical Research Letters*, 22(18), 2517–2520, doi :10.1029/95GL02475.
- Grandin, R. (2009), L'apport de la géodésie spatiale dans la compréhension du processus de rifting magmatique : l'exemple de l'épisode en cours en Afar Éthiopien, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, France.
- Grandin, R., A. Socquet, M.-P. Doin, E. Jacques, J.-B. de Chabalier, and G. C. P. King (2010), Transient rift opening in response to multiple dike injections in the Manda Hararo rift (Afar, Ethiopia) imaged by time-dependent elastic inversion of interferometric synthetic aperture radar data, *Journal of Geophysical Research*, 115(B09403), doi : 10.1029/2009JB006883.
- Gratier, J.-P., J. Richard, J. Renard, F. Mitternpergher, M.-L. Doan, G. Di Toro, J. Hadizadeh, and B. A.-M. (2011), Aseismic sliding of active faults by pressure solution creep : Evidence from the san andreas fault observatory at depth, *Geology*, *In Press*.
- Guillaso, S., A. Reigber, L. Ferro-Famil, and E. Pottier (2006), Range resolution improvement of airborne SAR images, *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 3(1), 135–139, doi :10.1109/LGRS.2005.859943.
- Guillaso, S., C. Lasserre, M.-P. Doin, O. Cavalié, J. Sun, and G. Peltzer (2008), InSAR measurement of interseismic strain in areas of low coherence : example across the Haiyuan fault (Gansu, China) using a local InSAR adaptive range filter, in *EGU General Assembly*, Vienna, vol. Vol. 10.
- Gumbel, E. J. (1958), *Statistics of Extremes*, Columbia University Press, New York.
- Hall, M. P. M., L. W. Barclay, and M. T. Hewitt (1996), *Propagation of Radiowaves*, The Institution of Electrical Engineers, London.
- Hansen, C., P. (1992), Analysis of Discrete Ill-Posed Problems by Means of the L-Curve, *SIAM Review*, 34(4), 561–580.
- Hanssen, R. F. (2001), *Radar Interferometry, Data Interpretation and Error Analysis*, Remote Sensing and Digital Image Processing, Kulwer Academic Publishers.
- Hecker, S., D. Pantosti, D. P. Schwartz, J. C. Hamilton, L. M. Reidy, and T. J. Powers (2005), The most recent earthquake on the Rodgers Creek fault, San Francisco Bay Area, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(3), 844–860, doi :10.1785/0120040134.
- Hetland, E., and B. Hager (2006), Interseismic strain accumulation : Spin-up, cycle invariance, and irregular rupture sequences, *Geochemistry, Geophysics, Geosystem*, 7, doi : 10.1029/2005GC001087.

- Hetland, E. A., P. Musé, M. Simons, Lin, P. S. Agram, and C. J. DiCaprio (2011), Multiscale InSAR Time Series (MInTS) analysis of surface deformation, *Submitted to J. Geophys. Res.*
- Hilley, G. E., R. Bürgmann, A. Ferretti, F. Novali, and F. Rocca (2004), Dynamics of slow-moving landslides from permanent scatterers analysis., *Science*, 304(5679), 1952–1955, doi :10.1126/science.1098821.
- Hooper, A., and H. A. Zebker (2007), Phase unwrapping in three dimensions with application to insar time series, *Journal of the Optical Society of America A*, 24(9), 2737–2747, doi :10.1364/JOSAA.24.002737.
- Hooper, A., H. Zebker, P. Segall, and B. Kampes (2004), A new method for measuring deformation on volcanoes and other natural terrains using InSAR persistent scatterers, *Geophysical Research Letters*, 31(23), doi :10.1029/2004GL021737.
- Hooper, A., P. Segall, and H. Zebker (2007), Persistent scatterer interferometric synthetic aperture radar for crustal deformation analysis, with application to Volcan Alcedo, Galapagos, *Journal of Geophysical Research*, 112(B7), doi :10.1029/2006JB004763.
- Johanson, I., and R. Burgmann (2005), Creep and quakes on the northern transition zone of the San Andreas fault from GPS and InSAR data, *Geophysical Research Letters*, 32(14), doi :10.1029/2005GL023150.
- Johnson, P., H. Savage, M. Knuth, J. Gomberg, and C. Marone (2008), Effects of acoustic waves on stick-slip in granular media and implications for earthquakes, *Nature*, 451, doi :10.1038/nature06440.
- Jolivet, R., R. Cattin, N. Chamot-Rooke, C. Lasserre, and G. Peltzer (2008), Thin-plate modelling of interseismic deformation and asymmetry across the altyn tagh fault zone, *Geophysical Research Letters*, 35(L02309), doi :10.1029/2007GL031511.
- Jolivet, R., R. Bürgmann, and N. Houlié (2009), Geodetic exploration of the elastic properties across and within the northern san andreas fault zone, *Earth and Planetary Science Letters*, 288(1-2), 126 – 131, doi :10.1016/j.epsl.2009.09.014.
- Jolivet, R., R. Grandin, C. Lasserre, M.-P. Doin, and G. Peltzer (2011a), Systematic insar tropospheric phase delay corrections from global meteorological reanalysis data, *Geophysical Research Letters*, 38(L17311), doi :10.1029/2011GL048757.
- Jolivet, R., C. Lasserre, M.-P. Doin, S. Guillaso, G. Peltzer, R. Dailu, and J. Sun (2011b), Shallow creep on the Haiyuan fault revealed by InSAR, *Submitted to Journal of Geophysical Research*.
- Jolivet, R., C. Lasserre, M.-P. Doin, G. Peltzer, R. Dailu, and J. Sun (2011c), Temporal variations of the creep rate along a millennial seismic gap on the Haiyuan fault, China, *In Prep*.

- Jolivet, R., T. Candela, C. Lasserre, F. Renard, and Y. Klinger (2011d), Fault roughness controls space and time aseismic slip evolution along a major fault in China, *In Prep*.
- Jönsson, S., H. A. Zebker, P. Segall, and F. Amelung (2002), Fault slip distribution of the 1999 mw7.1 Hector mine, California, earthquake, estimated from satellite radar and gps measurements, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(4), 1377–1389, doi :10.1785/0120000922.
- Kampes, B. (2005), Displacement parameter estimation using permanent scatterer interferometry, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Delft, Netherlands.
- Kaneko, Y., J.-P. Avouac, and N. Lapusta (2010), Towards inferring earthquake patterns from geodetic observations of interseismic coupling, *Nature Geoscience*, 3, 363–368, doi :10.1038/ngeo843.
- Kanu, C., and K. Johnson (2011), Arrest and recovery of frictional creep on the southern Hayward fault triggered by the 1989 Loma Prieta, California, earthquake and implications for future earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, 116(B04403), doi : 10.1029/2010JB007927.
- Kilb, D., J. Gomberg, and P. Bodin (2000), Triggering of earthquake aftershocks by dynamic stresses, *Nature*, 408, 570–574, doi :10.1038/35046046.
- King, G., and J. Nabelek (1985), Role of fault bends in the initiation and termination of earthquake rupture, *Science*, 228(4702), 984–987, doi :10.1126/science.228.4702.984.
- King, G. C. P., R. S. Stein, and J. Lin (1994), Static stress changes and the triggering of earthquakes, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(3), 935–953.
- Klinger, Y. (2010), Relation between continental strike-slip earthquake segmentation and thickness of the crust, *Journal of Geophysical Research*, 115(B07306), doi :10.1029/2009JB006550.
- Klinger, Y., X. Xu, P. Tapponnier, J. Van der Woerd, C. Lasserre, and G. C. P. King (2005), High-resolution satellite imagery mapping of the surface rupture and slip distribution of the $M_w \sim 7.8$, 14 november 2001 Kokoxili earthquake, Kunlun fault, northern Tibet, China, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(5), 1970–1987, doi :10.1785/0120040233.
- Klinger, Y., R. Michel, and G. C. P. King (2006), Evidence for an earthquake barrier model from $M_w \sim 7.8$ Kokoxili (Tibet) earthquake slip-distribution, *Earth and Planetary Science Letters*, 242, 354–364, doi :10.1016/j.epsl.2005.12.003.
- Konca, O., J.-P. Avouac, A. Sladen, A. J. Meltzner, K. Sieh, P. Fang, Z. Li, J. Galetzka, J. Genrich, M. Chlieh, D. H. Natawidjaja, Y. Bock, E. J. Fielding, C. Ji, and D. V. Helmberger (2008), Partial rupture of a locked patch of the Sumatra megathrust during the 2007 earthquake sequence, *Nature*, 456, 631–635, doi :10.1038/nature07572.

- Kositsky, A. P., and J.-P. Avouac (2010), Inverting geodetic time series with a principal component analysis-based inversion method, *Journal of Geophysical Research*, *115*, doi :10.1029/2009JB006535.
- Kostoglodov, V., S. Singh, J. Santiago, S. Franco, K. Larson, A. Lowry, and R. Bilham (2003), A large silent earthquake in the Guerrero seismic gap, Mexico, *Geophysical Research Letters*, *30*(15), doi :10.1029/2003GL017219.
- Lachenbruch, A. H., and J. H. Sass (1980), Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone, *Journal of Geophysical Research*, *85*(B11), 6185–6223, doi :10.1029/JB085iB11p06185.
- Langbein, J., R. L. Gwyther, R. H. G. Hart, and M. T. Gladwin (1999), Slip-rate increase at Parkfield in 1993 detected by high-precision EDM and borehole tensor strainmeters, *Geophysical Research Letters*, *26*(16), 2529–2532, doi :10.1029/1999GL900557.
- Lapusta, N., and Y. Liu (2009), Three-dimensional boundary integral modeling of spontaneous earthquake sequences and aseismic slip, *Journal of Geophysical Research*, *114*, doi :10.1029/2008JB005934.
- Lasserre, C. (2000), Fonctionnement sismique, cinématique et histoire géologique de la faille de haiyuan, Ph.D. thesis, Université Paris 7.
- Lasserre, C., H. Morel, P. Y. Gaudemer, P. Tapponnier, J. Ryerson, F. G. King, F. Metivier, M. Kasser, M. Kashgarian, L. Baichi, L. Taiya, and Y. Daoyang (1999), Postglacial left slip rate and past occurrence of M 8 earthquakes on the western Haiyuan fault, Gansu, China, *Journal of Geophysical Research*, *104*(B8), 17,633–17,651, doi :10.1029/1998JB900082.
- Lasserre, C., B. Bukchin, P. Bernard, P. Tapponnier, Y. Gaudemer, A. Mostinsky, and R. Dailu (2001), Source parameters and tectonic origin of the 1996 June 1 Tianzhu (M-w=5.2) and 1995 July 21 Yongden (M-w = 5.6) earthquakes near the Haiyuan fault (Gansu, China), *Geophysical Journal International*, *144*(1), 206–220, doi :10.1046/j.1365-246x.2001.00313.x.
- Lasserre, C., Y. Gaudemer, P. Tapponnier, A. S. Mériaux, J. Van der Woerd, Y. Daoyang, F. J. Ryerson, R. C. Finkel, and M. W. Caffee (2002), Fast late pleistocene slip rate on the long segment of the haiyuan fault, qinghai, china, *Journal of Geophysical Research*, *107*(B11), doi :10.1029/2000JB000060.
- Lasserre, C., G. Peltzer, F. Crampe, Y. Klinger, J. Van der Woerd, and P. Tapponnier (2005), Coseismic deformation of the 2001 M-w=7.8 Kokoxili earthquake in Tibet, measured by synthetic aperture radar interferometry, *Journal of Geophysical Research*, *110*(B12), doi :10.1029/2004JB003500.

- Le Pichon, X., C. Kreemer, and N. Chamot-Rooke (2005), Asymmetry in elastic properties and the evolution of large continental strike-slip faults, *Journal of Geophysical Research*, 110(B03405), doi :10.1029/2004JB003343.
- Li, C., Z. Zhang, P. J. Yin, and W. Min (2009), Late quaternary left-lateral slip rate of the haiyuan fault, northeastern margin of the tibetan plateau, *Tectonics*, 28(5), doi :10.1029/2008TC002302.
- Li, Z., E. J. Fielding, P. Cross, and J.-P. Muller (2006a), Interferometric Synthetic Aperture Radar atmospheric correction : Medium Resolution Imaging Spectrometer and Advanced Synthetic Aperture Radar integration, *Geophysical Research Letters*, 33, L06,816, doi :10.1029/2005GL025299.
- Li, Z., E. J. Fielding, P. Cross, and J.-P. Muller (2006b), Interferometric synthetic aperture radar atmospheric correction : Gps topography-dependent turbulence model, *Journal of Geophysical Research*, 111(B2), B02,404, doi :10.01029/2005JB003711.
- Li, Z., E. Fielding, P. Cross, and J. Muller (2006), Interferometric synthetic aperture radar atmospheric correction : GPS topography-dependent turbulence model, *Journal of Geophysical Research*, 111(B2), doi :10.1029/2005JB003711.
- Lienkaemper, J., J., and W. H. Prescott (1989), Historic surface slip along the San Andreas fault near Parkfield, California, *Journal of Geophysical Research*, 94(B12), 17,647–17,670, doi :10.1029/JB094iB12p17647.
- Lienkaemper, J., J., G. Borchardt, and M. Lisowski (1991), Historic creep rate and potential for seismic slip along the Hayward fault, California, *Journal of Geophysical Research*, 96(B11), 18,261–18,283, doi :10.1029/91JB01589.
- Lienkaemper, J. J., and J. S. Galehouse (1997), Revised long-term creep rates on the Hayward fault, Alameda and Contra Costa counties, California, *Tech. Rep. 97-690*, U.S. Geological Survey Open File Report.
- Lienkaemper, J. J., J. S. Galehouse, and R. W. Simpson (1997), Creep response of the Hayward fault to stress change caused by the Loma Prieta earthquake, *Science*, 276(2014), doi :10.1126/science.276.5321.2014.
- Lienkaemper, J. J., J. S. Galehouse, and R. W. Simpson (2001), Long-term monitoring of creep rate along the Hayward fault and evidence for a lasting creep response to 1989 Loma Prieta earthquake, *Geophysical Research Letters*, 28(11), 2265–2268, doi :10.1029/2000GL012776.
- Lin, Y. N., M. Simons, E. A. Hetland, P. Muse, and C. DiCaprio (2010), A multi-scale approach to estimating topographically-correlated propagation delays in radar interferogram, *Geochemistry, Geophysics, Geosystem*, 11(9, Q09002), doi :10.1029/2010GC003228.

- Lisowski, M., and W. H. Prescott (1981), Short-range distance measurements along the San Andreas fault system in central California, 1975 to 1979, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71(5), 1607–1624.
- Liu-Zeng, J., Y. Klinger, X. Xu, C. Lasserre, G. Chen, W. Chen, P. Tapponnier, and B. Zhang (2007), Millennial recurrence of large earthquakes on the Haiyuan fault near Songshan, Gansu Province, China, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(1, Part B Sp. Iss. S), 14–34, doi :10.1785/0120050118.
- Lockner, D. A., C. Morrow, D. Moore, and S. Hickman (2011), Low strength of deep san andreas fault gouge from safod core, *Nature*, 472, 82–85, doi :10.1038/nature09927.
- Lodge, F., M.-P. Marie-Pierre Doin, S. Guillaso, R. Jolivet, C. Lasserre, G. Ducret, and R. Grandin (2011), Presentation of the small baseline nsbas processing chain on a case example : the etna deformation monitoring from 2003 to 2010 using envisat data, in *Fringe Meet. Proc.*
- Lohman, R. B., and J. J. McGuire (2007), Earthquake swarms driven by aseismic creep in the Salton Trough, California, *Journal of Geophysical Research*, 112(B4), doi :10.1029/2006JB004596.
- Lohman, R. B., and M. Simons (2005), Some thoughts on the use of InSAR data to constrain models of surface deformation : Noise structure and data downsampling, *Geochemistry, Geophysics, Geosystem*, 6(Q01007), doi :10.1029/2004GC000841.
- Lopez-Quiroz, P., M.-P. Doin, F. Tupin, P. Briole, and J.-M. Nicolas (2009), Time series analysis of Mexico City subsidence constrained by radar interferometry, *Journal of Applied Geophysics*, 69(1, Sp. Iss. SI), 1–15, doi :10.1016/j.jappgeo.2009.02.006.
- Louie, J. N., C. R. Allen, D. C. Johnson, P. C. Haase, and S. N. Cohn (1985), Fault slip in southern California, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 75(3), 811–833.
- Loveless, J., and B. Meade (2011), Partitioning of localized and diffuse deformation in the tibetan plateau from joint inversions of geologic and geodetic observations, *Earth and Planetary Science Letters*, 303(1-2), 11 – 24, doi :10.1016/j.epsl.2010.12.014.
- Lundgren, P., E. A. Hetland, Z. Liu, and E. J. Fielding (2009), Southern san andreas-san jacinto fault system slip rates estimated from earthquake cycle models constrained by gps and interferometric synthetic aperture radar observations, *Journal of Geophysical Research*, 114, doi :10.1029/2008JB005996.
- Lyons, S., and D. Sandwell (2003), Fault creep along the southern San Andreas from interferometric synthetic aperture radar, permanent scatterers, and stacking, *Journal of Geophysical Research*, 108(B1), doi :10.1029/2002JB001831.
- Måløy, K., and J. Schmittbuhl (2001), Dynamical event during slow crack propagation, *Phys. Rev. Lett.*, 87(10), doi :10.1103/PhysRevLett.87.105502.

- Måløy, K. J., S. Santucci, J. Schmittbuhl, and R. Toussaint (2006), Local waiting time fluctuations along a randomly pinned crack front, *Physical Review Letters*, 96(4), doi : 10.1103/PhysRevLett.96.045501.
- Marone, C., and C. H. Scholz (1988), The depth of seismic faulting and the upper transition from stable to unstable slip regimes, *Geophysical Research Letters*, 15(6), 621–624, doi : 10.1029/GL015i006p00621.
- Marone, C., C. B. Raleigh, and C. H. Scholz (1990), Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *Journal of Geophysical Research*, 95(B5), 7007–7025, doi :10.1029/JB095iB05p07007.
- Massonnet, D., and J. Souyris (2008), *Imaging with synthetic aperture radar*, Engineering sciences : Electrical engineering, EPFL Press.
- Massonnet, D., M. Rossi, C. Carmona, F. Adragna, G. Peltzer, K. Feigl, and T. Rabaute (1993), The displacement field of the Landers earthquake mapped by Radar Interferometry, *Nature*, 364(6433), 138–142, doi :10.1038/364138a0.
- Massonnet, D., P. Briole, and A. Arnaud (1995), Deflation of mount Etna Monitored by spaceborne radar interferometry, *Nature*, 375(6532), 567–570, doi :10.1038/375567a0.
- Mazzotti, S., X. Le Pichon, P. Henry, and S. Miyazaki (2000), Full interseismic locking of the Nankai and Japan-west Kurile subduction zones : An analysis of uniform elastic strain accumulation in Japan constrained by permanent GPS, *Journal of Geophysical Research*, 105(B6), 13,159–13,177, doi :10.1029/2000JB900060.
- Meakin, P. (1998), *Fractals : Scaling and growth for from Equilibrium*, Cambridge Univ. Press, New York.
- Meyer, B., P. Tapponnier, L. Bourjot, F. Metivier, Y. Gaudemer, G. Peltzer, G. Shunmin, and C. Zhitai (1998), Crustal thickening in Gansu-Qinghai, lithospheric mantle subduction, and oblique, strike-slip controlled growth of the Tibet plateau, *Geophysical Journal International*, 135(1), 1–47, doi :10.1046/j.1365-246X.1998.00567.x.
- Moore, D. E., and D. A. Lockner (2007), Comparative deformation behavior of minerals in serpentinized ultramafic rock : Application to the slab-mantle interface in subduction zones, *International Geology Review*, 49, 401–415, doi :10.2747/0020-6814.49.5.401.
- Moore, D. E., and D. A. Lockner (2011), Frictional strengths of talc-serpentine and talc-quartz mixture, *Journal of Geophysical Research*, 116(B01403), doi :10.1029/2010JB007881.
- Moore, D. E., and M. J. Rymer (2007), Talc-bearing serpentinite and the creeping section of the san andreas fault, *Nature*, 448, 795–797, doi :10.1038/nature06064.

- Moore, D. E., D. A. Lockner, M. Shengli, R. Summers, and J. D. Byerlee (1997), Strengths of serpentinite gouges at elevated temperatures, *Journal of Geophysical Research*, 102(B7), 14,787–14,801, doi :10.1029/97JB00995.
- Morrow, C. A., D. E. Moore, and D. A. Lockner (2000), The effect of mineral bond strength and adsorbed water on fault gouge frictional strength, *Geophysical Research Letters*, 27, 815–818, doi :10.1029/1999GL008401.
- Murray, J. R., and P. Segall (2005), Spatiotemporal evolution of a transient slip event on the san andreas fault near parkfield, california, *Journal of Geophysical Research*, 110(B09407), doi :10.1029/2005JB003651.
- Murray, J. R., P. Segall, P. Cervelli, W. Prescott, and J. Svarc (2001), Inversion of gps data for spatially variable slip‐rate on the san andreas fault near parkfield, ca, *Geophysical Research Letters*, 28(2), 359–362, doi :10.1029/2000GL011933.
- Nadeau, R. M., and T. V. McEvilly (1999), Fault slip rates at depth from recurrence intervals of repeating microearthquakes, *Science*, 285(718), doi :10.1126/science.285.5428.718.
- Okada, Y. (1985), Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 75(4), 1135–1154.
- Onn, F., and H. A. Zebker (2006), Correction for interferometric synthetic aperture radar atmospheric phase artifacts using time series of zenith wet delay observations from a gps network, *Journal of Geophysical Research*, 111(B09102), doi :10.01029/2005JB004012.
- Ozawa, S., M. Murakami, M. Kaidzu, T. Tada, T. Sagiya, Y. Hatanaka, H. Yarai, and T. Nishimura (2002), Detection and monitoring of ongoing aseismic slip in the Tokai region, Central Japan, *Science*, 298(5595), 1009–1012, doi :10.1126/science.1076780.
- Peltzer, G., F. Crampe, and G. King (1999), Evidence of nonlinear elasticity of the crust from the Mw7.6 Manyi (Tibet) earthquake, *Science*, 286(5438), 272–276, doi :10.1126/science.286.5438.272.
- Peltzer, G., F. Crampe, S. Hensley, and P. Rosen (2001), Transient strain accumulation and fault interaction in the Eastern California shear zone, *Geology*, 29(11), 975–978, doi :10.1130/0091-7613(2001)029.
- Peng, Z., and J. Gomberg (2010), An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena, *Nature Geoscience*, 3(9), 599–607, doi :10.1038/ngeo940.
- Perfettini, H., J.-P. Avouac, H. Tavera, A. Kositsky, J.-M. Nocquet, F. Bondoux, M. Chlieh, A. Sladen, L. Audin, D. L. Farber, and P. Soler (2010), Seismic and aseismic slip on the Central Peru megathrust, *Nature*, 465(7294), 78–81, doi :10.1038/nature09062.

- Pinel, V., A. Hooper, S. De la Cruz-Reyna, G. Reyes-Davila, M.-P. Doin, and P. Bascou (2011), The challenging retrieval of the displacement field from InSAR data for andesitic stratovolcanoes : Case study of Popocatepetl and Colima volcano, Mexico, *Journal of Volcanological and Geothermal Research*, 200, 49–61, doi :10.1016/j.jvolgeores.2010.12.002.
- Power, W. L., T. E. Tullis, S. R. Brown, G. N. Boitnott, and C. H. Scholz (1987), Roughness of natural fault surfaces, *Geophysical Research Letters*, 14(1), 29–32, doi : 10.1029/GL014i001p00029.
- Provost, A.-S., and J. Chéry (2006), Relation between effective friction and fault slip rate across the Northern San Andreas fault system, in *Analogue and Numerical Modelling of Crustal Scale Processes*, vol. 253, edited by G. S. S. Publication, pp. 429–436.
- Puysségur, B., R. Michel, and J.-P. Avouac (2007), Tropospheric phase delay in interferometric synthetic aperture radar estimated from meteorological model and multispectral imagery, *Journal of Geophysical Research*, 112, doi :10.1029/2006JB004352.
- Radiguet, M., F. Cotton, M. Vergnolle, M. Campillo, B. Valette, V. Kostoglodov, and N. Cotte (2011), Spatial and temporal evolution of a long term slow slip event : the 2006 Guerrero Slow Slip Event, *Geophysical Journal International*, 184(2), 816–828, doi :10.1111/j.1365-246X.2010.04866.x.
- Raucoules, D., and M. de Michele (2010), Assessing ionospheric influence on L-band SAR data : Implications on co-seismic displacement measurements of the 2008 Sichuan Earthquake, *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 7(2), 286–290, doi : 10.1109/LGRS.2009.2033317.
- Reid, H. F. (1911), The elastic rebound theory of earthquakes, *Univ. Calif. Publ. Bull. Dept. Geol.*, 6, 413–444.
- Remy, D., S. Bonvalot, P. Briole, and M. Murakami (2003), Accurate measurements of tropospheric effects in volcanic areas from SAR interferometry data : application to Sakurajima volcano (Japan), *Earth Planet. Sci. Lett.*, 213, 299–310, doi :10.1016/S0012-821X(03)00331-5.
- Rogers, T. H., and R. C. Nason (1971), Active displacement on the Calaveras fault zone at Hollister, California, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 61(2), 399–416.
- Rosen, P., S. Hensley, G. Peltzer, and M. Simons (2004), Updated repeat orbit interferometry package released, *Eos Trans. AGU*, 85((5)), 47.
- Royden, L., B. C. Burchfield, R. W. King, E. Wang, Z. Chen, F. Shen, and Y. Liu (1997), Surface deformation and lower crustal flow in eastern tibet, *Science*, 276(5313), 788–790, doi :10.1126/science.276.5313.788.

- Rubin, A., D. Gillard, and J. Got (1999), Streaks of microearthquakes along creeping faults, *Nature*, 400(6745), 635–641, doi :10.1038/23196.
- Ruegg, J. C., A. Rudloff, C. Vigny, R. Madariaga, J.-B. de Chabali r, J. Campos, E. Kausel, S. Barrientos, and D. Dimitrov (2009), Interseismic strain accumulation measured by gps in the seismic gap between constituci n and concepci n in chile, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 175(1-2), doi :10.1016/j.pepi.2008.02.015.
- Ruina, A. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *Journal of Geophysical Research*, 88(B12), 10,359–10,370, doi :10.1029/JB088iB12p10359.
- Ryder, I., and R. B rgermann (2008), Spatial variations in slip deficit on the central san andreas fault from insar, *Geophysical Journal International*, 175(3), 837–852, doi :10.1111/j.1365-246X.2008.03938.x.
- Saito, A., S. Fukao, and S. Miyazaki (1998), High resolution mapping of TEC perturbations with the GSI GPS network over Japan, *Geophysical Research Letters*, 25(16), 3079–3082, doi :10.1029/98GL52361.
- Savage, J. (1983), A dislocation model of strain accumulation and release at a subduction zone, *Journal of Geophysical Research*, 88(B6), 4984–4996, doi :10.1029/JB088iB06p04984.
- Savage, J. C., and R. O. Burford (1973), Geodetic determination of relative plate motion in central california, *Journal of Geophysical Research*, 78, 832–845, doi :10.1029/JB078i005p00832.
- Schmalzle, G., T. Dixon, R. Malservisi, and R. Govers (2006), Strain accumulation across the carrizo segment of the san andreas fault, california : Impact of laterally varying crustal properties, *Journal of Geophysical Research*, 111(B05403), doi :10.1029/2005JB003843.
- Schmidt, A., D., R. B rgermann, M. Nadeau, R., and M. d’Alessio (2005), Distribution of aseismic slip rate on the Hayward fault inferred from seismic and geodetic data, *Journal of Geophysical Research*, 110(B8), doi :10.1029/2004JB003397.
- Schmidt, D. A., and R. B rgermann (2003), Time-dependent land uplift and subsidence in the Santa Clara valley, California, from a large interferometric synthetic aperture radar data set, *Journal of Geophysical Research*, 108(2416), doi :10.1029/2002JB002267.
- Schmidt, D. A., and R. B rgermann (2008), Predicted reversal and recovery of surface creep on the Hayward fault following the 1906 San Francisco earthquake, *Geophysical Research Letters*, 35(L19305), doi :10.1029/2008GL035270.
- Schmittbuhl, J., and K. Maloy (1997), Direct observation of a self-affine crack propagation, *Physical Review Letters*, 78(20), 3888–3891, doi :10.1103/PhysRevLett.78.3888.

- Schmittbuhl, J., F. Schmitt, and C. H. Scholz (1995), Scaling invariance of crack surfaces, *Journal of Geophysical Research*, 100(B4), 5953–5973, doi :10.1029/94JB02885.
- Scholz, C. H. (1988), The brittle-plastic transition and the depth of seismic faulting, *Geologische Rundschau*, 77(1), 319–328.
- Scholz, C. H. (1998), Earthquakes and friction laws, *Nature*, 391, 37–42, doi :10.1038/34097.
- Scholz, C. H. (2000), Evidence for a strong san andreas fault, *Geology*, 28(2), 163–166, doi :10.1130/0091-7613(2000)028<0163:EFASSA>2.3.CO;2.
- Scholz, C. H. (2002), *The mechanics of earthquakes and faulting*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, New York.
- Shelly, D. R., W. L. Ellsworth, T. Ryberg, C. Haberland, G. S. Fuis, J. Murphy, and R. Bürgmann (2009), Precise location of San Andreas fault tremors near Cholame, California using seismometer clusters : Slip on the deep extension of the fault ?, *Geophysical Research Letters*, 36(L01303), doi :10.1029/2008GL036367.
- Shelly, D. R., Z. Peng, D. P. Hill, and C. Aiken (2011), Triggered creep as a possible mechanism for delayed dynamic triggering of tremor and earthquakes, *Nature Geoscience*, 4, 384–388, doi :10.1038/ngeo1141.
- Shen, Z.-K., J. Sun, P. Zhang, Y. Wan, M. Wang, R. Bürgmann, Y. Zeng, W. Gan, H. Liao, and Q. Wang (2009), Slip maxima at fault junctions and rupturing of barriers during the 2008 Wenchuan earthquake, *Nature Geoscience*, 2(10), 718–724, doi : 10.1038/NGEO636.
- Sieh, K. E. (1986), Slip rate across the San Andreas fault and prehistoric earthquakes at Indio, *Eos Trans. AGU*, 67(1200).
- Sieh, K. E., and J. H. Richard (1984), Holocene activity of the San Andreas fault at Wallace Creek, California, *The Geological Society of America Bulletin*, 95(8), 883–896, doi : 10.1130/0016-7606(1984)95<883:HAOTSA>2.0.CO;2.
- Simons, M., S. E. Minson, A. Sladen, F. Ortega, J. Jiang, S. E. Owen, L. Meng, J. P. Ampuero, S. Wei, R. Chu, D. V. Helmberger, H. Kanamori, E. A. Hetland, A. W. Moore, and F. H. Webb (2011), The 2011 magnitude 9.0 Tohoku-Oki earthquake : Mosaicking the Meagathrust from seconds to centuries, *Science*, 332, 1421–1425, doi : 10.1126/science.1206731.
- Simpson, R. W., J. J. Lienkaemper, and J. S. Galehouse (2001), Variations in creep rate along the Hayward fault, California, interpreted as changes in depth of creep, *Geophysical Research Letters*, 28(11), doi :10.1029/2001GL012979.
- Smith, E. K., and S. Weintraub (1953), The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies, in *Proc. I.R.E.*, vol. 43, pp. 1035–1037.

- Steinbrugge, K. V., E. G. Zacher, D. Tocher, C. A. Whitten, and C. N. Claire (1960), Creep on the san andreas fault, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 50(3), 389–415.
- Sudhaus, H., and S. Jönsson (2009), Improved source modelling through combined use of insar and gps under consideration of correlated data errors : application to the june 2000 kleifarvatn earthquake, iceland, *Geophysical Journal International*, 176(2), 389–404, doi :10.1111/j.1365-246X.2008.03989.x.
- Tapponnier, P., and P. Molnar (1977), Active faulting and tectonics in china, *Journal of Geophysical Research*, 82(20), 2905–2930, doi :10.1029/JB082i020p02905.
- Tapponnier, X., P. abd Zhiqin, F. Roger, B. Meyer, N. Arnaud, G. Wittlinger, and Y. Jing-sui (2001), Oblique stepwise rise and growth of the Tibet plateau, *Science*, 294(5547), 1671–1677, doi :10.1126/science.105978.
- Tarantola, A. (2005), *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*, SIAM.
- Taylor, M., and G. Peltzer (2006), Current slip rates on conjugate strike-slip faults in central tibet using synthetic aperture radar interferometry, *Journal of Geophysical Research*, 111(B12402), doi :10.1029/2005JB004014.
- Thatcher, W., and J. Murray-Moraleda (2010), Estimating fault slip rates and deformation at complex strike-slip plate boundaries, in *EGU General Assembly, Vienna*.
- Thayer, G. D. (1974), An improved equation for the radio refractive index of air, *Radio Science*, 9(10), 803–807, doi :10.1029/RS009i010p00803.
- Titus, S. J., C. DeMets, and B. Tikoff (2006), Thirty-five-year creep rate for the creeping segment of the San Andreas Fault and the effects of the 2004 Parkfield earthquake : Contraints from alignment arrays, continuous Global Positioning System, and creep-meters, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(4B), S250–S268, doi : 10.1785/0120050811.
- Topozada, T. R., D. M. Branum, M. S. Reichle, and C. L. Hallstrom (2002), San Andreas fault zone, California : $M \geq 5.5$ earthquake history, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(7), 2555–2601, doi :10.1785/0120000614.
- Triplet, J.-P., and C. Roche (1983), *Météorologie générale*, Météofrance.
- Uppala, S. M., P. W. Källberg, A. J. Simmons, U. Andrae, V. D. C. Bechtold, M. Fiorino, J. K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G. A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R. P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M. A. Balmaseda, A. C. M. Beljaars, L. V. D. Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, F. Chevallier, A. Dethof, M. Drago-savac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Hólm, B. J. Hoskins, L. Isaksen, P. A. E. M. Janssen, R. Jenne, A. P. McNally, J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, N. A. Rayner,

- R. W. Saunders, P. Simon, A. Sterl, K. E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, and J. Woollen (2005), The ERA-40 re-analysis, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(612, Part B), 2961–3012, doi :10.1256/qj.04.176.
- Usai, S. (2003), A least squares database approach for SAR interferometric data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(4), 753–760.
- Van Der Woerd, J., P. Tapponnier, F. Ryerson, A. Meriaux, B. Meyer, Y. Gaudemer, R. Finkel, M. Caffee, G. Zhao, and Z. Xu (2002), Uniform postglacial slip-rate along the central 600 km of the Kunlun Fault (Tibet), from Al-26, Be-10, and C-14 dating of riser offsets, and climatic origin of the regional morphology, *Geophysical Journal International*, 148(3), 356–388, doi :10.1046/j.1365-246x.2002.01556.x.
- Wadge, G., P. Webley, I. James, R. Bingley, A. Dodson, S. Waugh, T. Veneboer, G. Puglisi, M. Mattia, D. Baker, S. Edwards, S. Edwards, and P. Clarke (2002), Atmospheric models, GPS and InSAR measurements of the tropospheric water vapour field over Mount Etna, *Geophysical Research Letters*, 29(19), doi :10.1029/2002GL015159.
- Waldhauser, F., W. L. Ellsworth, D. P. Schaff, and A. Cole (2004), Streaks, multiplets, and holes : High-resolution spatio-temporal behavior of parkfield seismicity, *Geophysical Research Letters*, 31(18), doi :10.1029/2004GL020649.
- Wang, Q., P. Zhang, J. Freymueller, R. Bilham, K. Larson, X. Lai, X. You, Z. Niu, J. Wu, Y. Li, J. Liu, Z. Yang, and Q. Chen (2001), Present-day crustal deformation in China constrained by global positioning system measurements, *Science*, 294(5542), 574–577, doi :10.1126/science.1063647.
- Webley, P. W., R. M. Bingley, A. H. Dodson, G. Wadge, S. J. Waugh, and I. N. James (2002), Atmospheric water vapour correction to InSAR surface motion measurements on mountains : results from a dense GPS network on Mount Etna, *Physics and Chemistry of the Earth*, 27, 363–370, doi :10.1016/S1474-7065(02)00013-X.
- Wei, M., D. Sandwell, and Y. Fialko (2009), A silent M_w 4.7 slip event of October 2006 on the Superstition Hills fault, southern California, *Journal of Geophysical Research*, 114(B07402), doi :10.1029/2008JB006135.
- Welstead, S. T. (1999), *Fractal and wavelet image compression technique*, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington.
- Wesnousky, S. G. (2006), Predicting the endpoints of earthquake ruptures, *Nature*, 444(7117), 358–360, doi :10.1038/nature05275.
- Whang, H., T. J. Wright, and J. Biggs (2009), Interseismic slip rate of the northwestern xianshuihe fault from insar data, *Geophysical Research Letters*, 36(L03302), doi :10.1029/2008GL036560.

- Williams, S., Y. Bock, and P. Fang (1998), Integrated satellite interferometry : Tropospheric noise, GPS estimates and implications for interferometric synthetic aperture radar products, *Journal of Geophysical Research*, 103(B11), 27,051–27,067, doi : 10.1029/98JB02794.
- Wright, T., B. Parsons, and E. Fielding (2001), Measurement of interseismic strain accumulation across the North Anatolian Fault by satellite radar interferometry, *Geophysical Research Letters*, 28(10), 2117–2120, doi : 10.1029/2000GL012850.
- Wright, T., C. Ebinger, J. Biggs, A. Ayele, G. Yirgu, D. Keir, and A. Stork (2006), Magma-maintained rift segmentation at continental rupture in the 2005 afar dyking episode, *Nature*, 442, 291–294.
- Wright, T. J., B. Parsons, P. C. England, and E. Fielding (2004), InSAR observations of low slip rates on the major faults of western tibet, *Science*, 305, 236–239, doi : 10.1126/science.1096388.
- Xu, X., S. Yeats, R., and G. Yu (2010), Five Short Historical Earthquake Surface Ruptures near the Silk Road, Gansu Province, China, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(2), 541–561, doi : 10.1785/0120080282.
- Yu, S.-B., and L.-C. Kuo (2001), Present-day crustal motion along the Longitudinal Valley fault, easter, Taiwan, *Tectonophysics*, 333(1-2), 199–217, doi : 10.1016/S0040-1951(00)00275-4.
- Zebker, H. A., P. A. Rosen, and S. Hensley (1997), Atmospheric effects in interferometric synthetic aperture radar surface deformation and topographic maps, *Journal of Geophysical Research*, 102(B4), 7547–7563, doi : 10.1029/96JB03804.
- Zebker, H. A., P. A. Rosen, M. Goldstein, R., A. Gabriel, and C. L. Werner (1994), On the derivation of coseismic displacement-fields using differential radar interferometry - the landers earthquake, *Journal of Geophysical Research*, 99(B10), 19,617–19,634, doi : 10.1029/94JB01179.
- Zhang, Q., W., C. Jiao, D., Z. Zhang, P., P. Molnar, C. Burchfield, B., D. Deng, Q., P. Wang, Y., and M. Song, F. (1987), Displacement along the Haiyuan fault associated with the great 1920 Haiyuan, China, earthquake, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 77(1), 117–131.
- Zhang, Z., P., P. Molnar, C. Burchfield, B., L. Royden, P. Wang, Y., D. Deng, Q., M. Song, F., Q. Zhang, W., and C. Jiao, D. (1988), Bounds on the holocene slip rate of the Haiyuan Fault, North-Central China, *Quaternary Research*, 30(2), 151–164.
- Zigone, D. (2011), Les séismes lents et les trémors non volcaniques : observation et modélisation, Ph.D. thesis, Grenoble Université, ISTerre.

Zoback, M. D., M. L. Zoback, V. S. Mount, J. Suppe, J. P. Eaton, J. H. Healy, D. Oppenheimer, P. Reasenber, L. Jones, C. B. Raleigh, I. G. Wong, and C. Wentworth (1987), New evidence on the state of stress of the San Andreas fault system, *Science*, 238(4830), 1105–1111, doi :10.1126/science.238.4830.1105.

Table des figures

1	Modèles de déformation intersismique - a. Modèle de déformation intersismique pour une faille décrochante (<i>Savage and Burford, 1973</i>). Une dislocation semi-infinie (aire rouge) est enfouie sous la croûte sismogène d'épaisseur D_E , à l'aplomb de la faille bloquée en surface (aire grisée). Un tel modèle permet d'expliquer les vitesses de déformation mesurées par GPS le long d'un profil traversant la faille de San Andreas (<i>Schmalzle et al., 2006</i>) b. Modèle de déformation intersismique pour une zone de subduction (Modèle dit de "Back-Slip" <i>Savage, 1983</i>). Une dislocation semi-infinie (aire rouge) est enfouie sous la croûte sismogène d'épaisseur D_E , le long du plan de subduction, bloqué en surface (aire grisée). Un tel modèle permet d'expliquer les vitesses de déformation mesurées par GPS sur la côte chilienne (<i>Ruegg et al., 2009</i>).	2
2	Carte du Nord-Est du plateau tibétain - Carte topographique et tectonique couvrant le Nord-Est du plateau tibétain (localisation sur encart en bas à droite). Les lignes noires indiquent les principales failles actives. La ligne bleue indique la lacune sismique de Tianzhu le long de la faille de Haiyuan. Les lignes rouges indiquent les traces des ruptures de 1920 sur la faille de Haiyuan et 1927 sur des chevauchements situés au nord de la faille de Haiyuan. La topographie provient du Modèle Numérique de Terrain SRTM. La petite zone encadrée correspond à la zone couverte par la figure 3.	5
3	Histoire des séismes majeurs passés - Reconstitution de l'extension latérale des séismes majeurs identifiés le long de la faille de Haiyuan. Le bassin de Jingtai, relai extensif entre la trace de rupture de 1920 et la lacune sismique de Tianzhu, est le lieu d'arrêt ou de nucléation de deux des trois derniers séismes majeurs. Crédits : <i>Liu-Zeng et al. (2007)</i>	7
4	Représentation graphique d'une acquisition SAR - Un satellite effectue deux passages au dessus d'une même zone et acquiert deux images SAR. A partir de ces deux images, il est possible de calculer un interférogramme qui contient le signal de déformation du sol.	9
1.1	acquisition de deux images SAR - Schéma de l'acquisition de deux images Radar par un satellite par deux passages successifs. S_1 et S_2 représentent la localisation du satellite lors des acquisitions 1 et 2. R_1 et R_2 représentent les distances de S_1P et S_2P , respectivement. B_\perp est appelée la ligne de base perpendiculaire. θ est l'angle d'incidence du signal. . .	16

1.2	Interférométrie - Représentation de la phase de deux images SAR et de l'interférogramme qui en découle par soustraction des phases des deux images. L'image SAR ₁ (resp. SAR ₂) est construite à partir de la première (resp. deuxième) acquisition du satellite. Sur chaque image SAR, la phase est distribuée aléatoirement, tandis que l'interférogramme montre une cohérence spatiale.	16
1.3	Influence des lignes de bases temporelle et perpendiculaire sur la cohérence - a. Modèle numérique de terrain des Kunlun shan, Tibet, projeté en géométrie radar pour la track Envisat 133, à partir du MNT SRTM. b. Interférogramme (haut), et carte de cohérence associée (bas), présentant une faible ligne de base temporelle et une faible ligne de base verticale. La cohérence globale est assez homogène. c. Interférogramme, et carte de cohérence associée, présentant une grande ligne de base temporelle et une faible ligne de base verticale. La décorrélation est forte dans les montagnes situées au sud. d. Interférogramme, et carte de cohérence associée, présentant une ligne de base temporelle moyenne et un grande ligne base verticale. La décorrélation est forte partout.	18
1.4	Perturbations Atmosphériques - a. Interférogramme entre les acquisitions ENVISAT du 25-08-2007 et 12-01-2008 ($B_{\perp} = 232$ m) sur la track 061 entre les latitudes 36° N et 38° N et les longitudes 104° E et 106° E en géométrie radar. b. Interférogramme entre les acquisitions ENVISAT du 18-12-2004 et 12-01-2008 ($B_{\perp} = 40$ m) sur la même zone. c. Modèle numérique de terrain en géométrie radar. Les flèches noires indiquent les zones où les perturbations atmosphériques sont corrélées à la topographie. Les flèches blanches indiquent les motifs caractéristiques de turbulences atmosphériques.	21
1.5	Indice de réfraction et acquisition SAR - Schéma présentant l'influence des variations de l'indice de réfraction de l'air N sur les délais zénithaux et le long de la ligne de visée, pour deux acquisitions SAR. Voir figure 1.1 pour la nomenclature.	22
1.6	Le Délai Atmosphérique - Délai troposphérique simulé à partir de profils de pression, température et pression de vapeur saturante issus de la réanalyse globale de données météorologique ERA-Interim entre les deux acquisitions SAR du satellite Envisat aux dates du 29-12-2008 et 22-02-2010, à 6h du matin. La ligne continue représente le délai total, somme des délais hydrostatique et humide (courbes tiretées). La référence est située ici à 15 km, altitude au-delà de laquelle le délai devient négligeable. Dans ce cas de figure, le délai entre deux pixels situés à 0 et 2500 m d'altitude est de ~ 4 cm.	23

- 1.7 **Mesures de Covariances** - Interférogramme déroulé, en géométrie radar, réalisé à partir des acquisitions SAR Envisat aux dates 14-10-2006 et 12-05-2007 de la track descendante 61 sur la faille de Haiyuan ($B_{\perp} = 175$ m). Les deux rectangles tiretés indiquent deux zones sur lesquelles ont été calculé un covariogramme (rouge sombre) et un semivariogramme (bleu). L'autocovariance est indiquée par une ligne pointillée horizontale. L'intersection avec la tendance à l'origine est la longueur de corrélation L . 24
- 1.8 **Covariance Temporelle** - Fonction de structure temporelle simulée à partir de deux stations GPS séparées de 224 km (courbe fine en haut), de 33 km (courbe épaisse) et de 20 km (courbe fine en bas). Crédits : *Emardson et al., 2003*. 26
- 1.9 **Evolution temporelle du délai troposphérique** - Délai zénithal hydrostatique (a), "humide" (b), et total (c) simulé à partir du modèle de ré-estimation ERA-40, entre 1400 m et 3000 m sur la faille de Haiyuan (ligne noire). La ligne grise est une somme de fonctions sinus et cosinus marquant la saisonnalité des délais. Les carrés verts indiquent les dates d'acquisition pour la track envisat 61, les étoiles rouges indiquent les dates d'acquisitions pour la track envisat 333. Nous notons que les acquisitions ne sont pas régulières dans le temps. Dans ce cas, sans correction de la composante troposphérique saisonnière, toute analyse temporelle de la déformation sera biaisée. Crédits : *Doin et al., 2009*. 27
- 1.10 **Corrections Atmosphériques** - Exemple d'estimation empirique de la contribution troposphérique stratifiée sur un interférogramme couvrant la zone de faille de Haiyuan, Chine, entre les acquisitions du 18-12-2004 et du 12-01-2008 ($B_{\perp} = 40$ m). En haut, sont représentés l'interférogramme brut, déroulé (à gauche) et l'interférogramme corrigé des contributions orbitales et atmosphériques (à droite). En bas, sont représentées les différentes contributions, déformation, orbites résiduelles et atmosphère estimées par inversion conjointe (*Cavalié et al., 2008*). Dans cet exemple, la contribution des orbites résiduelles masque les autres contributions. On notera la présence de motifs caractéristiques de rouleaux convectifs atmosphériques en bas à gauche de l'interférogramme. 29
- 1.11 **Séries Temporelles** - Représentation schématique du problème inverse résolu lors d'une analyse en séries temporelles. Chaque ligne rouge représente la couverture temporelle d'un interférogramme $\Phi^{i,j}$ entre les acquisitions i et j . Il est possible de retrouver $\delta\phi^i$ ou ϕ^i 33

1.12	Comparaison de trois méthodes d'inversion sur des données synthétiques - a. Représentation ligne de base temporelle, ligne de base perpendiculaire de trois jeux d'interférogrammes synthétiques utilisés pour comparer les méthodes d'inversion développées par <i>Usai (2003)</i> , <i>Berardino et al. (2002)</i> et <i>Lopez-Quiroz et al. (2009)</i> . b. Evolution temporelle simulée d'un pixel dans le temps. La ligne pointillée représente l'évolution linéaire de la déformation du sol. La courbe noire pleine est la somme de la déformation du sol et d'un bruit blanc gaussien d'amplitude égale à 1 rad. c. Evolution temporelle du pixel déduite de la méthode d'inversion en moindres carrés proposée par <i>Usai (2003)</i> avant interpolation des "subsets" présentant un recouvrement temporel (rouge sombre) et après (rouge vif). Les trois subsets sont inversés séparément, puis interpolés si ils présentent un recouvrement. d. Evolution temporelle du pixel déduite de la méthode d'inversion SBAS, proposée par <i>Berardino et al. (2002)</i> . Le décalage entre les "subsets" 2 et 3 est causé par l'organisation temporelle des "subsets" 2 et 3. Dans la méthode SBAS, un filtrage spatio-temporel permet de réduire l'influence des effets atmosphériques (ici, symbolisés par le bruit blanc). e. Evolution temporelle du pixel déduite de la méthode d'inversion proposée par <i>Lopez-Quiroz et al. (2009)</i> . Un modèle linéaire est imposé comme contrainte.	36
1.13	Lissage et atmosphère turbulente - Carte de phase reconstituée par inversion en séries temporelles en appliquant un lissage temporel gaussien, à droite, ou non, à gauche. Le lissage permet de réduire l'influence des termes aléatoires dans le temps, correspondant aux turbulences atmosphériques, au milieu (chapitre 5)	39
1.14	Exemple de PS - Carte de vitesse de déformation le long de la ligne de visée, sur le volcan Alcedo, Galapagos, réalisée à l'aide de l'algorithme StaMPS (<i>Hooper et al., 2007</i>). La vitesse est mesurée relativement par rapport à la côte.	45
2.1	Acquisition SAR - Schéma de l'acquisition d'une image SAR par un satellite. Le satellite est ici symbolisé par son antenne. Crédits : <i>Massonnet and Souyris, 2008</i>	51
2.2	Focalisation - a. Image radar brute avant synthèse d'ouverture et compression en range. b. Image radar après compression en range. c. Image radar après compression en range et synthèse d'ouverture en azimuth (ie. Single Look Complex). Crédits : <i>Massonnet and Souyris, 2008</i>	53

2.3	Effet Doppler dans une image SAR - Représentation schématique de l'acquisition d'une image SAR dans deux configurations. (1) Configuration zéro Doppler : La ligne de visée du satellite est perpendiculaire à la direction de vol. Dans ce cas, le Doppler centroid correspond au point illuminé à $T^{int}/2$. (2) Configuration non-zéro Doppler : La ligne de visée du satellite n'est pas parfaitement perpendiculaire à la direction de vol. Le point situé le plus près du satellite n'est pas le point illuminé à $T^{int}/2$. La bande de fréquence Doppler B^{dop} est décalée. Crédits : <i>Massonnet and Souyris (2008)</i>	54
2.4	Géométrie d'acquisition - Schémas de l'acquisition de deux images SAR par un même satellite sur la même zone permettant d'apprécier l'estimation du terme de "Terre plate", à gauche et de la sensibilité en hauteur, à droite. Crédit : Thèse S. Guillaso.	56
2.5	Comparaison ROIPAC-NSBAS - Interférogrammes bruts (en haut) et filtrés avec un filtre Goldstein (<i>Goldstein and Werner, 1998</i>), produit avec la chaîne ROI_PAC (à droite, <i>Rosen et al., 2004</i>) et NSBAS (à gauche, <i>Lodge et al., 2011</i>), entre les acquisitions ENVISAT du 06-11-2007 et du 03-10-2009 sur la track 90 couvrant la zone de faille du Kunlun. La ligne de base perpendiculaire, B_{\perp} , fait 230 m. Les flèches indiquent des zones où la cohérence est meilleure grâce aux améliorations apportées à la chaîne NSBAS.	59
2.6	Déroulement - Représentation schématique du déroulement de la phase interférométrique le long d'un trajet. La phase devient continue sur tout l'interférogramme.	60
2.7	De l'image brute à l'interférogramme - Déroulement de la chaîne interférométrique NSBAS, première partie (<i>Lodge et al., 2011</i>). L'intitulé en italique <i>ROIPAC</i> indique l'utilisation de routines de la chaîne ROIPAC. Les encadrés en vert indiquent l'apport de données extérieures.	62
2.8	De l'interférogramme à l'analyse en séries temporelles - Déroulement de la chaîne interférométrique NSBAS, seconde partie (<i>Lodge et al., 2011</i>). L'intitulé en italique <i>ROIPAC</i> indique l'utilisation de routines de la chaîne ROIPAC. Les encadrés en vert indiquent l'apport de données extérieures.	63

- 3.1 **Example of interferogram and atmospheric correction across the Kunlun fault** - **a.** Flattened unwrapped interferogram from SAR acquisitions on 10-16-2006 and 11-20-2006, in radar geometry. **b.** Corresponding stratified delay map predicted by ERA-I. Colored dots indicate ERA-I grid points location and correspond to colored delay functions in **e.** **c.** Residuals after correction of **a.** by **b.** **d.** SRTM Digital elevation model. Go : City of Golmud. **e.** Black dots : pixel phase values as a function of elevation. Red, green, blue lines correspond to predicted delay functions of ERA-I grid points in red, green, blue on **b.**, located in the Qaidam basin (north, 2600 m to 2800 m), in the Kunlun range (center, 2800 m to 6000 m), on the Tibetan plateau (south, 4500 m to 5000 m), respectively. Continuous, dashed and dotted are for western, central and eastern point respectively. **f.** Predicted delay values as a function of InSAR phase. Red dashed line indicates the unit correlation. Large deviations from the unit correlation correspond to the base of alluvial fans, likely affected by hydrologically-related effects. Correlation coefficient is 0.86. 66
- 3.2 **Example of interferogram and atmospheric correction across the Kunlun fault** - Same as Fig. 3.1, for acquisitions on 07-23-2007 and 08-27-2007. 70
- 3.3 **Local phase/elevation ratios** - **a.** Local phase/elevation ratio of interferogram between acquisitions 10-16-2006 and 11-20-2006, in radar geometry. One color cycle is 2π rad/km. **b.** Local phase/elevation ratio on the corresponding stratified delay map predicted by ERA-I. Ratios are estimated on a 10×10 km² sliding window. 71
- 3.4 **Correction Quality** - **a.** RMS comparison of unwrapped interferograms corrected from the best fitting orbital plane (gray bars) and corrected from the full-grid ERA-I predicted atmospheric delay map (red bars). **b.** RMS comparison of unwrapped interferograms corrected from empirical linear phase/elevation relationship (blue bars), corrected from atmospheric delay computed from one single ERA-I grid point (green bars) and corrected from the full-grid ERA-I predicted atmospheric delay map (red bars). The black arrow indicates interferogram shown on Fig. 3.1. 72

- 3.5 Example of interferogram and atmospheric correction across the Himalaya** - **a.** Wrapped interferogram from SAR acquisitions on 17-03-2004 and 08-09-2004, in radar geometry. **b.** Corresponding stratified delay map predicted ERA-I data. Dark crosses are ERA-I grid locations. **c.** Residual after subtraction of **b.** from **a.** **d.** SRTM digital elevation model (DEM). Dha: Dhaulagiri (8167 m); An: Annapurna I (8091 m); Po: city of Pokhara; Tha: Thakkhola graben. Inset below each map shows a blowup of the region indicated by the black squares. **e.** Observation (top, black), full-grid ERA-I prediction (middle, red) and residuals after ERA-I correction (bottom, grey) for local phase/elevation ratios computed in moving windows spanning the wrapped interferograms. Dashed line shows zero mean phase/elevation ratio. **f.** Observed (x-axis) versus predicted (y-axis) phase/elevation ratios computed in each moving window in interferograms **a.** and **b.**, respectively. The red dashed line indicates the unit correlation. Correlation coefficient is 0.67. 74
- 3.6 Fringe rate reduction in high relief areas** - Absolute values of average local phase/elevation ratios for wrapped interferograms in the Himalayan area, before correction (black), after correction with ERA-I delay map (red). Interferograms are sorted by increasing temporal baselines. The black arrow indicates the example shown in Fig. 3.5. 77
- 3.7 Improving the estimation of residual orbital effects** - **a.** Residual orbital ramp estimated on the interferogram of Fig. 3.1 corrected with the 2D ERA-I delay prediction. **b.** Residual orbital ramp estimated by a joint inversion of a linear phase/elevation relationship and orbital residuals. The inferred orbital contribution is lower when correction of the atmospheric phase delay predicted by ERA-I is made. Furthermore, orbital ramps are likely to result in an azimuth-parallel warped plane, which is not the case when jointly estimated with a linear phase/elevation relationship, suggesting that atmospheric and orbital contributions are not well separated in the empirical correction. Empirical estimation of an homogeneous phase/elevation linear relationship on the scene lead to underestimate delay at some places, which is compensated by unreasonably high orbital contribution. Estimation of the tectonic signal, which makes a much smaller contribution to the interferometric phase, is therefore most likely biased using this approach. 78

- 4.1 **Seismotectonic Setting** - Seismotectonic map showing the Haiyuan Fault system and its location in the India-Asia collision zone. Fault traces are superimposed on Shuttle Radar Topography Mission (SRTM) Digital Elevation Model (DEM). White lines and stars represent surface ruptures and epicenters, respectively, of the M~8 1920 and 1927 earthquakes. Bold grey line follows the Tianzhu seismic gap (*Gaudemer et al., 1995*). Black rectangles shows the coverage of analysed Envisat SAR data, with track numbers indicated. Seismicity from Seismological Institute of Lanzhou, Chinese Earthquake Administration regional network is shown for the 2003-2009 period. 84
- 4.2 **Atmospheric Phase Screen** - Examples of interferograms showing **a.** turbulent atmospheric patterns and **b.** stratified atmospheric phase delay correlated with elevation. **c.** Digital Elevation Model from SRTM, one color cycle represents 350 meter elevation change. **d.** same as **b.** after correction from stratified atmospheric delay and orbital errors. One color cycle represents 2 rad along LOS. 89
- 4.3 **Atmospheric Correction** - **a.** Phase/Elevation correlation plot from figures 2 b (gray dots). Blue line is the linear fit to data. Red curve is the prediction from global atmospheric model ERA40. Black dashed line is the linear trend, inverted through a time series analysis, used to correct interferograms, as shown in figure 2 d. **b.** Comparison between delay/elevation ratios derived from InSAR data and ERA40 model. Black/red/green/blue/purple dots represents respectively tracks 061/333/290/469/240. Black dashed line represents the unit correlation. The regression coefficient is 0.71 . . . 91
- 4.4 **Selection Process** - For Track 061: (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function S_p as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $S_p(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $S_p(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected. 93
- 4.5 **Line-Of-Sight velocity Maps** - Mean Line-Of-Sight velocity maps from time series analysis for each track. One color cycle (yellow/pink/green) is 9 mm/yr toward the satellite. Fault traces as in Figure 4.1. Boxes show location of profiles on Figure 4.6. Background shade is from SRTM DEM. 94

4.6	Fault Perpendicular Profiles - Mean Line-Of-Sight velocity profiles (black lines) with 2-sigma deviation (grey lines). Dashed black lines show preferred model of Figure 4.7, corresponding elevation profiles are shown at bottom. Profile location are shown on Figure 4.5: a. 1920 rupture, b. Tianzhu gap and c. Jingtai Basin.	96
4.7	Shallow slip model - Vertical $2.5 \times 2.5 \text{ km}^2$ gridded fault model in the upper 20 km, with inverted shallow slip rate distribution and associated standard deviation: (a) and (b) strike-slip and (c) and (d) dip-slip components. Positive values are for east ward and uplift motion south of the fault, respectively. Blue and red line outline the Tianzhu gap and 1920 rupture fault traces. Grey shaded fault patches correspond to patches on which model is poorly resolved ($R < 0.63$).	99
4.8	Data Noise Description - Empirical covariogram (grey dots) and fitted covariance functions (continuous lines) for each track.	100
4.9	L-Curve Criterion - Data-Model Root Mean Square as a function of dip-slip rate and strike-slip rate roughnesses. Preferred model is shown by red dot.	102
4.10	Model parameter tradeoffs - Probability density function from the <i>a posteriori</i> model covariance matrix between deep slip rate and each of the orbital ramp terms (along longitude, latitude and constant). Contour for PDF values of 0.5, 0.68 (ie. σ) and 0.95 are shown in black.	105
5.1	Map and average aseismic slip rate distribution - Modified from Jolivet et al., 2011 a. Sketch map of the Haiyuan fault system; HF: Haiyuan Fault; GF: Gulang Fault. Fault traces are in black. Red line represents the surface rupture of the 1920 M8 Haiyuan earthquake. Blue line represents the eastern section of the millennial Tianzhu seismic gap. Black rectangles show the SAR data coverage of ascending tracks 240 and 469 and descending tracks 333, 061 and 290, analyzed by Jolivet et al., 2011 (Envisat, 2003-2009) and partly by Cavalié et al., 2008 (ERS, 1993-1998, tracks 333 and 061 only). Grey shading indicates location of figure 5.2 for inter-comparison of both studies. b. Mean creep rate distribution inverted from Envisat data and associated seismicity ($2 \leq M_l \leq 4.7$, Chinese Earthquake Administration, Seismological Institute of Lanzhou).	110
5.2	Fault parallel velocity comparison - a. Fault parallel average velocity map covering the overlapping area of tracks 333 and 061, derived from Envisat LOS velocity maps from Jolivet et al. 2011. b. Fault perpendicular profiles of the fault parallel velocity. Red (resp. black) profile with associated $1-\sigma$ errors in shaded colors is from this study (resp. from Cavalié et al. 2008).	112

5.3	Data set noise level - Empirical mean semivariogram for tracks 061, 240 and 469. The sill value mentioned in the text corresponds to the semivariogram plateau at large distances.	114
5.4	Smoothed temporal evolution of the ground displacements - Left: Summary of Envisat acquisitions used in this study. Pink shaded area indicates the principal creep acceleration period. Right: Snapshots at dates 09/21/2006, 01/04/2007, 01/24/2008 and 08/06/2009 for track 240 showing surface displacements derived from the smoothed time series analysis of InSAR data (1 st col.), derived from the projection along the imposed time function (2 nd col.) and modeled (3 rd col.). Profile 1 is on figure 5.5a.	114
5.5	Surface creep evolution - a. Temporal evolution of surface displacements on track 240 for the profile 1 , located on figure 5.4. Red arrow shows the surface creep step across the fault. b. Surface creep step evolution on ascending track 240 (purple) and descending track 061 (blue) determined from profiles shown in a. . Pink shaded area brackets the main creep acceleration period. c. Cumulative seismic moment (black) and cumulative number of earthquakes (dashed) along the creeping segment. The two largest events occurs in mid 2006, M_l 4.5 and early 2007, M_l 4.7.	118
5.6	Surface creep distribution - Along-strike surface creep rate distribution along the Haiyuan fault at dates 09/21/2006, 01/04/2007, 01/24/2008 and 08/06/2009 for track 240. The zero is indicated by a red square on figure 5.4	119
5.7	Principal Components Analysis - a. Time functions of the first principal component of tracks 240 (purple) and 061 (blue) and imposed time function (red). Pink shaded area as in Fig. 5.4 and 5.5. b. First 6 singular values determined from tracks 240 (purple) and 061 (blue). c. and d. Spatial patterns of the first principal component from time series of tracks 240 and 061, respectively. Black arrow indicates the LOS direction. Red and black lines indicate the surface trace of the creeping and locked sections of the fault, respectively, used for modeling.	121

- 5.8 Cumulative aseismic slip distribution - a.** Cumulative horizontal slip along fault strike between 01/15/2004 and 08/06/2009. Positive slip is for left lateral motion. Black dots show earthquake epicenters used in Figure 5.5 with size proportional to magnitude (from $M_1 = 2$ to 4.7). Red circled black dot is the largest event of early 2007 ($M_1 = 4.7$). The epicenter of the late 2006 $M_1 = 4.6$ earthquake lies deeper and is not shown here. Red curve is horizontal cumulative slip averaged between 0 and 2 km depth determined on the time series of track 240, with associated $1-\sigma$ errors in shaded color. Locked sections of the fault are derived from Jolivet et al. 2011. **b.** Map view of fault with the location of seismicity (black dots, $2 \leq M_1 \leq 4.7$). Blue line is the Tianzhu gap. Red line is the 1920 rupture trace. Black lines are secondary faults. 124
- 6.1 Along-strike aseismic slip distributions and fault trace. a.** Close-up map of the Haiyuan fault creeping segment (blue line) and minor faults (black lines). Grey shading indicates topography. Superimposed color pattern is the cumulative deformation along Line-Of-Sight between 2004-01-15 and 2009-08-06 on ascending track 240. **b.** Cartesian representation of the Haiyuan fault trace in a UTM projection. Vertical dashed lines indicate major fault bends. **c.** Fault parallel aseismic slip distribution along strike measured on ascending track 240 during a 4 years period. Colors represent acquisitions through time. **d.** Slip distribution at depth along the Haiyuan fault inferred from inversion of time series of tracks 061 and 240. Black dots indicate seismicity covering the 2004-2010 period. **e.** 5-years cumulative fault parallel aseismic slip distribution along strike inferred from model shown on **d** at 1, 5 and 10 km depth along the fault plane. 131
- 6.2 Roughness characterization a.** Haiyuan fault trace Fourier power spectrum. Black dashed line represents a power law with a Hurst exponent of 0.8. **b.** Fourier power spectrum of fault parallel aseismic slip distribution along the Haiyuan fault creeping segment measured on track 240. Colors indicate time of acquisitions. As we just focus on the slope of the power law, curves have been shifted for the sake of visualization. 133

- 6.3 Burst-like behavior analysis** **a.** Space time representation of the surface fault parallel aseismic creep rate measured on track 240. Black dots indicate seismicity. **b.** Space slip representation of the surface fault parallel slip rate measured on track 240. **c.** Burst size empirical probability density function. Color is the threshold value indicating the minimum velocity of what is considered as a burst. Dashed line is a power law with a -0.98 exponent. **d.** black dots are the empirical probability density function of the slip velocity. Green line is the Gumbel distribution estimation. The distribution is centered on $6 \pm 1 \text{ mm.yr}^{-1}$, while the measured skewness is ~ 1.9 136
- 7.1 Effets d'un glissement asismique** - En Haut : représentation schématique des effets du glissement asismique observé au nord du segment de Parkfield de la faille de San Andreas, au travers d'un vignoble proche de Hollister, Californie (*Steinbrugge et al., 1960*) : sur la figure de gauche est représenté un bâtiment intact et sur celle de droite, un bâtiment partiellement décalé par du glissement asismique. En bas : Interprétation. Le décalage dans les structures anthropiques est la conséquence d'un glissement à faible profondeur, le long du plan de la faille de San Andreas. 140
- 7.2 Revisiter le cycle sismique** - Représentation schématique de l'évolution temporelle du glissement en un point d'un plan de faille illustrant le cycle sismique : en bas, le modèle de "rebond élastique" proposé par *Reid (1911)*, augmenté du glissement post-sismique ; en haut , la relaxation des contraintes tectoniques est continue dans le temps, et s'exprime grâce à du glissement asismique permanent ; au milieu, un modèle intermédiaire qui inclut les deux comportements. 142
- 7.3 Localisation du glissement asismique dans le monde** - Carte du monde et agrandissements de quatre zones où a pu être identifié du glissement asismique : la Californie du nord, la Californie du sud, l'Anatolie et la bordure nord-est du plateau tibétain. Les lignes noires indiquent les failles principales. Les lignes bleues indiquent la trace des ruptures passées. Les lignes rouges indiquent la présence de glissement asismique en surface. MF : Ma'acama Fault ; RCF : Rodgers Creek Fault ; SAF : San Andreas Fault ; HF : Hayward Fault ; CF : Calaveras Fault ; TW : Taylor Winery ; GF : Garlock Fault ; BF : Banning Fault ; CCF : Coyote Creek Fault ; SH : Superstition Hill ; IF : Imperial Fault ; GF : Gulang Fault ; HF : Haiyuan Fault ; NAF : North Anatolian Fault. 144

- 7.4 **Mise en évidence d'une variabilité latérale des taux de glissement asismique** - Haut : Distribution de glissement asismique le long de la faille de San Andreas, entre San Juan Batista et Parkfield, déterminée à l'aide de creepmeters et par triangulation en champ proche couvrant une période de 35 ans (*Titus et al.*, 2006). Milieu : Distribution de glissement asismique le long de la faille de Hayward, déterminée par le report systématiques de décalages de structures anthropiques à l'aplomb de la faille (*Lienkaemper et al.*, 1991). Bas : Distribution de glissement asismique le long de la faille de Haiyuan (voir chapitre 6 pour les détails. Les lignes verticales suggèrent la présence de trois segments de faille. 146
- 7.5 **Carte du champ de la vitesse de déformation dans la zone de faille de Haiyuan** - Mesure sur la période 2003-2009 sur la track Envisat 240 (*Jolivet et al.*, 2011b, et chapitre 1). La topographie issue du MNT SRTM est représentée en grisé, en fond. En bleu, la lacune sismique de Tianzhu ; En rouge, la trace de la rupture du séisme de 1920. Les failles secondaires sont tracées en noir. Les flèches noires indiquent la direction de vol et la ligne de visée du satellite. 148
- 7.6 **Distribution en profondeur du taux de glissement asismique le long de la faille de Hayward, Californie** - **a.** Estimation de la distribution de glissement à partir des données de glissement en surface par mesures de marqueurs décallés. Re-dessiné depuis *Lienkaemper et al.* (1991). **b.** Résultat de l'inversion combinée de données GPS, InSAR, de mesures de surface (triangle inversés en surface) et de taux déterminés à l'aide de "repeating earthquakes", réalisée par *Schmidt et al.* (2005). Les zones blanches indiquent un glissement nul. Les données InSAR couvrent le modèle entre les distances 0 et 50 km. 149
- 7.7 **Modèle de résistance frictionnelle** - Représentation schématique de la paramétrisation du modèle de résistance frictionnelle décrit par *Scholz* (2002), dit modèle "patin-ressort" 152
- 7.8 **Domaines de stabilités** - A gauche, représentation de l'évolution du coefficient de friction μ_d en fonction de la vitesse de glissement le long d'un plan de friction pour un cas en "velocity strengthening" (courbe rouge), et pour un cas en "velocity weakening" (courbe bleue). A droite, diagramme de stabilité pour un cas en "velocity weakening", Crédits : *Scholz* (2002). 153

7.9 Application du formalisme “Rate-and-State” à une croûte granitique	
- A gauche : évolution du paramètre ($a - b$) en fonction de la température pour un granite, sous une contrainte normale effective de 400 MPa et une pression de pores de 100 MPa (<i>Blanpied et al.</i> , 1991) ; Au milieu : Représentation schématique du paramètre ($a - b$) en fonction de la profondeur pour une croûte granitique, le long d’une faille verticale (<i>Scholz</i> , 1988) ; A droite : distribution des épicentres des séismes enregistrés le long d’une section de la faille de San Andreas près de Parkfield, Californie (<i>Marone and Scholz</i> , 1988).	154
7.10 Exploration des propriétés frictionnelles le long de la faille de Haiyuan	
- En haut : modèle proposé au chapitre 4, permettant la distinction entre deux segments bloqués, et un segment en glissement asismique. L’événement de glissement mis en évidence au chapitre 5 permet de justifier le premier ordre des propriétés frictionnelles, indiquées par les flèches roses et jaunes. En bas : expression des variations latérales des propriétés frictionnelles au sein même de la zone en “creep” de la faille de Haiyuan.	156
7.11 Distribution des serpentines et localisation du forage SAFOD le long de la faille de San Andreas - a. Localisation de la zone de glissement asismique le long de la faille de San Andreas, entre les deux segments bloqués, traces des ruptures de 1857 (Fort Tejon, Mw 7.9) et de 1906 (San Francisco, Mw 7.9). La zone grisée représente l’extension latérale du corps de serpentine en profondeur. b. Evolution du glissement asismique le long de la faille de San Andreas, depuis San Juan Batista (<i>Titus et al.</i> , 2006). Crédits : <i>Moore and Rymer</i> (2007)	160
7.12 Résistance en cisaillement en fonction de la profondeur - Résultat de tests triaxiaux simulant les conditions à différentes profondeurs (30°C/km et pression hydrostatique) pour le granite (<i>Blanpied et al.</i> , 1995), l’antigorite, la lizardite, le chrysotile (<i>Moore et al.</i> , 1997) et le Talc (<i>Moore and Lockner</i> , 2007). Les deux zones grisées indiquent les limites en terme de résistance maximale au cisaillement, déduites des mesures de flux de chaleur (e.g. <i>Lachenbruch and Sass</i> , 1980) et des études d’orientation des contraintes (<i>Zoback et al.</i> , 1987). Crédits : <i>Moore and Rymer</i> (2007)	161
7.13 Exploration des valeurs de μ au travers de la faille de San Andreas - Evolution du coefficient de friction, mesuré à une vitesse $V = 1, 15 \mu\text{m.s}^{-1}$, au travers de la SDZ, à gauche, et de la CDZ, à droite, en fonction de la distance à la zone de plus fort cisaillement. Les couleurs pour chaque symbole indiquent la pression normale effective utilisée pour les mesures. “DI water” correspond à un essai à l’aide d’eau dé-ionisée. Crédits : <i>Lockner et al.</i> (2011)	163

- 7.14 **Bilan de moment équivalent le long de la zone de glissement asismique de Haiyuan** - Ligne bleue : évolution du moment asismique correspondant au taux de glissement moyen déterminé par *Jolivet et al. (2011b)*. Ligne rouge : somme des contributions asismiques et sismiques (données de microsismicité fournies par Rong Dailu, CEA, Lanzhou). Lignes rouges pointillées : modèle d'accumulation de moment sismique théorique pour des taux de chargement en profondeur de 5 mm.an^{-1} , 6 mm.an^{-1} , 8 mm.an^{-1} et 12 mm.an^{-1} suivant les études de *Jolivet et al. (2011b)*, *Cavalié et al. (2008)*, *Gan et al. (2007)* et *Lasserre et al. (1999)*, respectivement. 166
- 7.15 **Variation de contrainte de Coulomb suite au séisme de Loma Prieta pour les failles de la baie de San Francisco** - Vue oblique depuis l'ouest du réseau de faille traversant la baie de San Francisco, Californie. Une couleur rouge (resp. bleue) indique un forçage dextre (resp. sénestre). Les lignes noires indiquent la position des côtes par rapport aux failles, modélisées par des plans verticaux à l'aplomb de leur trace de surface. Le plan de rupture du séisme de Loma Prieta, Mw 6.9, en 1989 est indiqué en jaune. RCF : Rodgers Creek fault ; GVF : Green Valley fault ; CF : Concord fault ; NCF : Northern Calaveras fault ; CR : Calaveras Reservoir ; SRGF : Sargent fault ; SGF : San Gregorio fault ; P : Pinole point ; O : Oakland ; H : Hayward ; F : Fremont. Crédits : *Lienkaemper et al. (1997)* 168
- 7.16 **Evolution temporelle du coefficient de friction le long de la faille de Hayward** - Haut : évolution du glissement au niveau de Camelia Road, le long de la faille de Hayward, après le séisme de Loma Prieta (*Lienkaemper and Galehouse, 1997*). Bas : évolution du rapport contrainte cisailante sur contrainte normale pour expliquer l'arrêt, l'inversion et la reprise du glissement le long de la faille de Hayward. Crédits : *Schmidt and Bürgmann (2008)* 169
- 7.17 **Modélisation de l'influence d'une sollicitation extérieure sur le déclenchement du glissement asismique** - Gauche : représentation schématique du modèle utilisé pour étudier l'influence du passage d'une onde sismique sur la stabilité d'un plan de faille. Droite : évolution du glissement asismique dans le temps avec (ligne continue) ou sans (ligne pointillée) sollicitation extérieure. Les épisodes de glissement asismique sont avancés après le passage d'une onde sismique. Crédits : *Du et al. (2003)* 170
- 7.18 **Tremors déclenchés par le passage des ondes de surface du séisme de Denali, M_w 7.9, Alaska** - Evolution du nombre de tremors en fonction du temps le long du segment central de la faille de San Andreas, en fonction du temps après le séisme de Denali, M_w 7.9, situé à 3000 km de la Californie. L'activité des tremors dure pendant 3-4 jours et est le signe de la propagation d'un glissement asismique. Crédits : *Shelly et al. (2011)* . 171

- A.1 Selection process - For Track 333:** (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected. 186
- A.2 Selection process - For Track 290:** (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected. 187
- A.3 Selection process - For Track 240:** (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected. 188
- A.4 Selection process - For Track 469:** (a) Relative perpendicular baseline of all radar images as a function of their acquisition dates. Dashed lines indicate processed images pairs. Black lines show interferograms selected for Time series analysis. (b) Noise energy function Sp as a function of distance for each interferogram, normalized by the temporal baseline. Black dashed line is the mean LOS velocity map noise energy function. (c) Noise energy spectrum at 30 km for each interferogram, obtained by inversion. Error bars are 1 sigma. Acquisition with $Sp(30)$ greater than 1 rad are rejected. (d) Resolution of inverted $Sp(30)$ values. Acquisitions with resolution less than 0.75 are rejected. 189

A.5	Analyse en séries temporelles de la track 240 - Résultat de l'analyse en séries temporelles contrainte pour la track ascendante 240, sur la période 2003-2009. Les données et leur sélection sont présentées Fig. A.3. La zone de glissement asismique est clairement identifiable dans la carte de vitesse moyenne.	191
A.6	Interférogrammes et cartes de RMS - Interférogrammes utilisés pour l'analyse en série temporelle contrainte pour la track T240 (voir chapitre 4)	192
B.1	Time series and residuals - Snapshots at dates 09/21/2006, 01/04/2007, 01/24/2008 and 08/06/2009 (top to bottom) showing surface displacements derived from the times series analysis of InSAR (1 st col.: track 240; 3 rd col.: track 061; 5 th col.: track 469) and residuals from modeling with PCAIM (2 nd col.: track 240; 3 rd col.: track 061). Black arrows show ascending and descending Line-Of-Sight directions.	210
B.2	Principal Components - a. , b. and c. First, second and third spatial eigenvectors of the decomposition of track 240. Fault lines as in Fig. 5.7 d. Respective temporal eigenvectors of the first (purple), second (black) and third (black dashed) component.	211
B.3	Série temporelle et effets du lissage gaussien - Résultats de l'analyse en séries temporelle lissée, présentée au chapitre 5. En haut, on peut voir les reconstitution des valeurs de phase lissées, en bas, non lissées.	213
C.1	Hurst exponents - Hurst exponent versus mean creep rate for each epoch of acquisition, on track 240.	226
C.2	Same as figure 6.2 for track 061 and 469.	226